

**Morphologie und
Natur des Staubes der
Dunkelwolke 'Kohlensack'**

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum**

von

**KLAUS J. SEIDENSTICKER
aus Essen**

Bochum 1987



Morphologie und
Natur des Staubes der
Dunkelwolke 'Kohlensack'

DISSERTATION

zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
KLAUS J. SEIDENSTICKER
aus Essen

Bochum 1987

Morphologie und
Natur des Staubes der
"Dunkelwolke" Kohlenack

DISSERTATION

zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
an der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

Dissertation eingereicht am ..19. Januar.1987.....
Tag der mündlichen Prüfung8. Mai.1987.....
ReferentProf. Dr. Th. Schmidt-Kaler.....
KorreferentProf. Dr. K. Rohlf.....

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	4
1.1 Interstellarer Staub und Dunkelwolken	4
1.2 Die Dunkelwolke 'Kohlensack'	8
1.3 Zielsetzung	13
2. Instrumente und Messungen	15
2.1 Photometrie	15
2.1.1 Meßinstrument	15
2.1.2 Sternauswahl und Messungen	16
2.2 Spektrophotometrie	20
2.2.1 Spektrophotometrie im Visuellen	20
2.2.2 Spektrophotometrie im Ultraviolett	23
2.3 Ergänzende Daten	25
3. Reduktion	28
3.1 Reduktion der photometrischen Messungen	28
3.1.1 UBV-Daten	30
3.1.2 H β -Daten	34
3.2 Reduktion der spektrophotometrischen Messungen	37
3.2.1 Scanner-Messungen	37
3.2.1.1 Wellenlängeneichung und Hintergrundsubtraktion	37
3.2.1.2 Atmosphärische Extinktion	41
3.2.1.3 Empfindlichkeitskurven	43
3.2.1.4 Relativanschluß	49
3.2.2 IUE-Daten	50

4. Ergebnisse und Fehlerbetrachtung	53
4.1 Photometrische Daten	53
4.1.1 UBV-Messungen	53
4.1.2 H β -Messungen	55
4.2 Spektrophotometrische Daten	57
4.2.1 Scanner-Messungen	57
4.2.2 IUE-Spektren	64
5. Morphologie des Kohlensacks	67
5.1 Aufbau und Lage	67
5.1.1 Extinktion und Entfernungsmodul der Programmsterne	67
5.1.1.1 Verfärbung und absolute Helligkeit aus MK-Typ	69
5.1.1.2 Kontrolle von MK-Typ und Verfärbung mit uvby β -Daten	70
5.1.1.3 Absolute Helligkeit aus H β -Daten	73
5.1.1.4 Extinktion und Entfernungsmodul	76
5.1.1.5 Besondere Sterne	77
5.1.2 Felder homogener Extinktion	79
5.1.2.1 Festlegung der Feldgrenzen	79
5.1.2.2 Kontrolle der A_V (EM)-Daten	81
5.1.3 Lage und Dimension des Kohlensacks	84
5.1.3.1 Analyse des Gesamtgebietes	85
5.1.3.2 Die Kohlensack-Entfernung	86
5.1.3.3 Struktur des Kohlensacks	91
5.1.3.4 Freiraumgebiet und Sgr-Car-Arm	94
5.2 Extinktionsverteilung im Kohlensack	96
5.2.1 Extinktionsverteilung aus der Flächen- photometrie	97
5.2.2 Kontrolle der Extinktionsverteilung	102

	Seite
6. Extinktionskurven im Kohlensack	108
6.1 Bestimmung der Extinktionskurven	109
6.1.1 Extinktionskurven im Ultraviolett	110
6.1.2 Extinktionskurven im Visuellen	116
6.1.3 Extinktion im Infrarot	120
6.2 Eigenschaften der Extinktionskurven	121
6.2.1 UV-Normierung	123
6.2.2 Der 2200Å-Buckel	126
6.2.3 Der R-Wert	129
6.3 Komponenten der interstellaren Extinktion	130
6.3.1 Allgemeiner Ansatz	130
6.3.2 Anwendung auf Kohlensacksterne	133
7. Diskussion	138
7.1 Lage und Morphologie des Kohlensacks	138
7.1.1 $A_V(EM)$ -Diagramme anderer Autoren	138
7.1.2 Entfernung	141
7.1.3 Extinktionsverteilung	142
7.1.4 Morphologie	146
7.2 Extinktionskurven im Kohlensack	147
7.2.1 Visuelle Extinktion und R-Wert	147
7.2.2 Komponenten von extremen Extinktionskurven	148
7.2.3 Natur des interstellaren Staubes	155
7.3 Masse und Dichte des Kohlensacks	163
7.3.1 Radioastronomische Daten	163
7.3.2 Staub- und Gasmasse	167
7.3.3 Mittlere Dichte und Dichteverteilung	172

	Seite
7.4 Der Kohlensack als Dunkelwolke	176
7.4.1 Hinweise auf Sternentstehung?	176
7.4.2 Der Kohlensack und andere Dunkelwolken	177
7.5 Rückblick und Ausblick	183
Literaturverzeichnis	187
Anhang	194

ZUSAMMENFASSUNG

Mit dem 61cm-Teleskop des Astronomischen Instituts der Ruhr-Universität Bochum auf La Silla (Chile) wurden 284 Sterne der Spektralklassen B bis F im Gebiet der Dunkelwolke 'Kohlensack' in UBV und H β gemessen (Abb. 2.1 und Tab. A.2). Nach Transformation in das Standardsystem betragen die durchschnittlichen Fehler 0^m.010 in V und B-V und maximal 0^m.014 in U-B. Dagegen sind die Fehler der H β -Daten größer und für jeden Stern unterschiedlich. Sie werden weniger von der Güte der Transformation als von der scheinbaren Helligkeit jedes Sterns beeinflusst. Im Mittel haben sie eine Standardabweichung von 0^m.03.

Die UBV- und H β -Daten lieferten dann in Verbindung mit der MK-Klassifikation von Houk und Cowley (1975) für jeden Programmstern seine Verfärbung E(B-V) und absolute Helligkeit $\langle M_V \rangle$ (Tab. A.5). Die Fehler von E(B-V) sind in der Regel kleiner als 0^m.03 (0^m.1 in A_V). Für die Berechnung der Leuchtkraft aus H β -Daten benötigt man den unverfärbten Balmer Sprungindex $(c_1)_0$ des uvby-Farbsystems. Durch ein neues Verfahren ließ er sich aus den Eigenfarben (B-V)₀ und (U-B)₀ mit einer Standardabweichung von nur 0^m.03 ermitteln. Die kombinierte Leuchtkraftbestimmung aus den MK-Typen und den H β -Messungen reduzierte $\sigma(M_V)$ auf 0^m.3, d.h. 15% der Entfernung. Einige Sterne zeigten bei der Auswertung Anzeichen von Anomalitäten (Tab. S.1). Insbesondere konnten für 4 A-Sterne keine konsistenten Eigenfarben gefunden werden.

Mit den restlichen 280 Sternen wurde das Kohlensackgebiet in 13 Felder möglichst gleicher Extinktion ('homogene Felder') eingeteilt (Abb. 5.4) und die Extinktion A_V der Sterne, die in jedem Feld lagen, gegen ihren Entfernungsmodul EM aufgetragen ($A_V(EM)$ -Diagramm). Die Analyse dieser Diagramme ergab als mittlere Kohlensackentfernung (200 ± 40) pc, die um 13% das Resultat von Rodgers (1960) übersteigt. Die genaue Untersuchung (Abschn. 5.1.3.2) zeigte aber zum ersten Mal, daß der Kohlensack aus mindestens zwei sich überlappenden Dunkelwolken in 188 und 243 pc besteht. Hinter diesen Dunkelwolken erstreckt sich bis etwa 1.1 kpc ein nahezu staubfreies Zwischenarmgebiet

($a_{VFG} = 0.08/\text{kpc}$). Danach steigt die Extinktion durch den Sgr-Car-Spiralarm wieder deutlich an.

Aus der Flächenphotometrie des Kohlensackgebietes (Seidensticker et al., 1982) und den Streulichtrechnungen von Mattila (1976) konnte die Extinktionsverteilung für ein $8^\circ \times 8^\circ$ großes Gebiet mit 0.3° Auflösung berechnet werden (Abb. 5.11). Der Vergleich mit den $A_V(\text{EM})$ -Diagrammen zeigte, daß die Karte bis $A_V = 1^m$ die korrekte Steigung hat, aber für größere Extinktionen systematisch zu niedrig wird. Außerdem gibt es einen Nullpunktsfehler von 0.34, der durch die Festlegung der Hintergrundhelligkeit bedingt ist. Mit diesen Einschränkungen stimmt die Extinktionskarte ausgezeichnet mit anderen Untersuchungen für Teilgebiete des Kohlensacks überein (Abschn. 7.1).

In der gleichen Meßperiode wurden mit einem selbstabtastenden Spektralphotometer (Scanner) 15 Sterne, die hinter dem Kohlensack sind, sowie 27 Vergleichssterne im Spektralbereich von 320 bis 860nm mit 1 oder 2nm Auflösung gemessen. Vier der 15 Programmsterne konnten zusätzlich mit dem IUE-Satelliten im UV (115 bis 320nm) beobachtet werden. Je nach Helligkeit und Extinktion des Sterns sowie Spektralbereich liegt die Meßgenauigkeit zwischen 5 und 30%.

Aus den eigenen Spektren und denen von Katalogen wurden durch Analyse der stellaren Parameter für jeden Programmstern möglichst ähnliche, aber unverfärbte Vergleichssterne ('stellare Zwillinge') ermittelt. Die Differenz beider Flußverteilungen ergibt die gesuchte Extinktionskurve. Im sichtbaren Spektralbereich zeigen alle 15 Extinktionskurven, bis auf die eines Be-Sterns, nur Unterschiede, die durch Meßfehler zu erklären sind. Mit Hilfe von Infrarot-Daten (Tab. 2.8) konnte das Verhältnis von absoluter zu selektiver Extinktion zu $R = 3.18 \pm 0.20$ bestimmt werden.

Dagegen gibt es im UV signifikante Unterschiede zwischen den einzelnen Kurven. Wie diese Arbeit als erste zeigt, lassen sich die Extinktionskurven vom sichtbaren bis in den ultravioletten Spektralbereich vollständig durch eine Linearkombination dreier unveränderlicher Teilfunktionen $V(x)$, $B(x)$ und $U(x)$ ($x = 1/\lambda$) beschreiben (Komponentenmodell der Extinktion). Abweichende Extinktionskurven beruhen nur auf relativen Änderungen der drei zugehörigen Koeffizienten. Bei den vier Koh-

lensacksternen mit UV-Daten hat die Buckelkomponente $B(x)$ ihr Maximum bei $4.63 \pm 0.02 \mu\text{m}^{-1}$ ($216 \pm 1 \text{nm}$) und eine Halbwertsbreite von 51.7nm . Beide Werte stimmen mit den Ergebnissen früherer Arbeiten überein. Die UV-Komponente $U(x)$ ist nahezu linear und liefert einen Beitrag nur für $x > 2.6 \mu\text{m}^{-1}$ (Abschn. 6.3.2).

Der Vergleich der Komponentenzerlegung mit Staubmodellen ergab eine große Obereinstimmung mit Vorstellungen von Greenberg (z.B. 1986) und Mitarbeitern. Danach entsprechen die Komponenten $B(x)$ und $U(x)$ den Extinktionswirkungsquerschnitten von zwei Populationen sehr kleiner Teilchen (Radien $\leq 0.01 \mu\text{m}$) aus möglicherweise Graphit und Silikaten. Größere Kern-Mantel-Teilchen (Radien $\approx 0.1 \mu\text{m}$) verursachen die Komponente $V(x)$. Nach diesem Modell sollten Wellenlängenverschiebungen des Maximums der linearen Polarisierung immer mit Verformungen von $V(x)$ einhergehen. Außerdem gibt es Hinweise (Stern HD73882, Abschn. 7.2.3), daß der R-Wert sowohl aufgrund von Änderungen der IR-Extinktion als auch der $V(x)$ -Komponente variieren kann.

Die Linienstrahlung des interstellaren Gases im Kohlensack zeigt, daß selbst in den Globulen das kosmische Massenverhältnis von Staub zu Gas 1:100 gilt. Damit ergaben sich aus der korrigierten Extinktionskarte als neue Werte für die Staubmasse $(62 \pm 25) M_{\odot}$ und die Gasmasse $(6900 \pm 1500) M_{\odot}$, woraus die mittlere Dichte $\langle \rho \rangle = (78 \pm 28) \text{ H-Atome/cm}^3$ folgte. Das Modell von Cernicharo et al. (1985) ermöglichte die Bestimmung des Dichteverlaufs $\rho \sim r^{-0.8}$. Der Kohlensack erweist sich als stabile Dunkelwolke mit fast konstanter Dichte.

Dieses Resultat wird durch die vergebliche Suche nach jungen Sternen im Kohlensack bekräftigt (Abschn. 7.4). Der Vergleich mit drei benachbarten Dunkelwolken bestätigte dieses Fehlen von Sternentstehung als Besonderheit des Kohlensacks. Die Koeffizienten der Extinktionskomponenten (Tab. 7.8) zeigen unterschiedliche Staubbmischungen an. In den zwei Dunkelwolken mit der höchsten Effizienz für Sternentstehung sind die Koeffizienten von $U(x)$ deutlich kleiner als im Kohlensack, während die Buckelextinktion eher stärker ist. Bedingt durch das geringe Datenmaterial kann aber nicht entschieden werden, ob dies Folge oder Ursache der Sternentstehung ist.



1. EINLEITUNG

Das Leben der massereichsten Sterne, die man heute beobachtet, mit den Spektralklassen O und B dauert nur wenige Millionen Jahre. Dagegen existiert unsere Milchstraße, wie die Beobachtungen der alten, kugelförmigen Sternhaufen zeigen, schon mindestens 10^{10} Jahre. Erklären kann man diese Diskrepanz nur durch eine jetzt noch andauernde Sternentstehung. Wegen ihrer relativ kleinen Pekuliargeschwindigkeiten (um 5 km/s) können sich die OB-Sterne noch nicht weit von ihren Entstehungsorten entfernt haben. Aus der Häufung in der Nähe von interstellaren Dunkelwolken muß man schließen, daß sie sich aus der heute vorhandenen interstellaren Materie entwickeln. Ähnliche Beobachtungen macht man auch bei jungen Sternen geringerer Masse. Interstellare Materie und Sterne sind also in einem Kreisprozeß von Geburt, Entwicklung und Tod miteinander verbunden sind (Abb. 1.1).

Heute beträgt der Anteil der interstellaren Materie an der Gesamtmasse der Galaxis etwa 5 bis 10% und steigt in der Sonnenumgebung sogar auf 30% an (Scheffler und Elsässer, 1982, S. 21). 99% der interstellaren Materie ist Gas mit Wasserstoff und Helium als Hauptbestandteilen. Durch die andauernde Elementsynthese in den Sternen und deren Massenverlust vermehrt sich der Anteil der schweren Elemente (Ordnungszahlen $Z > 2$) im Gas. Das beeinflußt wiederum die Menge und Zusammensetzung der restlichen 1%, des interstellaren Staubes.

1.1 Interstellarer Staub und Dunkelwolken

Die Existenz von interstellarem Staub und der mit ihm verbundene Effekt der Lichtschwächung (Extinktion) ist erst seit etwa 50 Jahren allgemein in der Astronomie akzeptiert. Da auch die Existenz des interstellaren Gases nicht viel länger bekannt ist (Hartmann, 1904), ist die Untersuchung der interstellaren Materie und der mit ihr verbundenen Felder, die man zusammengefaßt als interstellares Medium bezeichnet, eines der jüngsten Gebiete der Astrophysik.

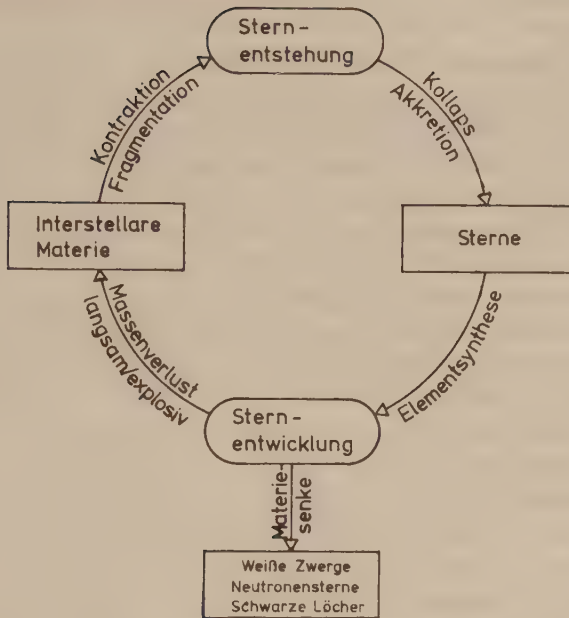


Abb. 1.1: Lebenslauf von interstellarer Materie und Sternen. Ein Teil der Materie wird dem Kreislauf durch einige Endstadien der Sternentwicklung entzogen.

F.W. Herschel befaßte sich bei seinen systematischen Himmelsdurchmusterungen Ende des 18. Jahrhunderts als einer der ersten Astronomen mit den Nebeln und sternarmen Regionen ('dunkle Löcher') in der Milchstraße. Aber er vermutete eher ein 'Aufbrechen' der Milchstraße als verdunkelnde Staubmassen (Martin, 1978). Schon im 19. Jahrhundert führten theoretische Betrachtungen (W. Olbers 1823 und F.G.W Struve 1837) zum sogenannten Olbers'schen Paradoxon, d.h. der Frage, ob es in einem unendlichen Universum einen dunklen Nachthimmel geben kann, zu der Vermutung eines allgemein verteilten absorbierenden Mediums. Interessant ist, daß Olbers und Struve mit ihren Abschätzungen von $0.51/\text{kpc}^*$ bis $3.8/\text{kpc}$ Extinktion pro Längeneinheit

*) $\text{pc} = \text{parsec}$, $1\text{pc} = 3.09 \cdot 10^{16} \text{m}$

(Seeley und Berendzen, 1972) nahe bei den heute gemessenen Werten liegen.

Das Fehlen geeigneter Instrumente und die noch unbekannte Phänomenologie der Sterne verhinderten lange Zeit das Auffinden von Beweisen für die Existenz der interstellaren Materie. Dies änderte sich bei den Dunkelwolken durch die drastische Verbesserung der photographischen Technik Ende des vorigen Jahrhunderts. E.E. Barnard und M. Wolf sammelten in den ersten beiden Jahrzehnten des 20. Jahrhunderts Überzeugende Indizien für die Existenz isolierter Staubwolken. Ihre Ergebnisse führten zu einem Dunkelwolkenkatalog (Barnard, 1919) und zu der Methode der Entfernungsbestimmung mittels Sternzählungen (Wolf, 1923).

Damit war aber das Vorhandensein einer weiträumig verteilten, lichtschwächenden Materie (Staub) noch nicht akzeptiert. Zwar versuchte J.C. Kapteyn um 1910 die absolute und selektive (Verfärbung) Extinktion zu messen, aber die unzureichende Kenntnis der Sterneigenschaften machte die Entscheidung zwischen mehreren Hypothesen unmöglich (Seeley und Berendzen, 1972). Den entscheidenden Durchbruch erreichte erst Trumpler (1930). Nach sehr genauer Eichung der Eigenschaften offener Sternhaufen konnte er aus dem Vergleich ihrer photometrischen und geometrischen Entfernungen auf eine mittlere allgemeine Extinktion von $A_V \approx 1^m/\text{kpc}$ schließen. Die spiralnebelfreie Zone ('zone of avoidance') um den galaktischen Äquator (Hubble, 1934) zeigt außerdem, daß der Staub zur Galaxis gehört und auf die Milchstraßenebene konzentriert ist.

Der glatte Verlauf der Extinktion als Funktion der Wellenlänge (Extinktionskurve), ihr linearer Anstieg mit $1/\lambda$ und die hohe Wirksamkeit sind durch Moleküle oder Atome nicht erklärbar. Die nahezu konstante Steigung im optischen Spektralbereich weist auf kondensierte Festkörperpartikeln (Staub) mit Radien im Bereich von 10 bis 100nm hin. Studien der Elementanteile im Gas zeigen, daß etwa 50% der schweren Elemente im Staub gebunden sein müssen. Tatsächlich besteht das interstellare Gas, abgesehen von der Urmaterie H und He, im wesentlichen aus Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Daher müssen alle restlichen Elemente der interstellaren Materie zu fast 100% Bestandteile des Staubes sein (Sedlmayer, 1985).

Die Bedeutung des Staubes in der Astronomie, und damit auch die der Dunkelwolken, hat eine praktische und eine physikalische Seite. Bei vielen Untersuchungen ist er einfach ein störendes Element, da die Extinktion Meßgrößen verändert oder ihre Beobachtung gar unmöglich macht. Durch eine exakte Bestimmung der Extinktionskurven für jedes interessierende Objekt kann teilweise Abhilfe geschaffen werden. Die möglichen Entstehungsprozesse des Staubes und der hohe Anteil schwerer Elemente lassen eine gute Vermischung mit dem interstellaren Gas erwarten. Beobachtungen zeigen, daß das Massenverhältnis von Staub zu Gas nur selten von 1:100 abweicht, womit der Staub (d.h. vor allem seine Extinktion) ein guter Indikator für die vorhandene Gasmenge ist.

Physikalisch wichtig ist die thermodynamische Bedeutung des Staubes. Er ist ein effektives Kühlmittel für das Gas in Dunkelwolken. Durch den Anstieg der Extinktion mit im Mittel $1/\lambda$ schirmt der Staub wirksam die ionisierende und dissozierende UV-Strahlung heißer Sterne ab. Die dabei aufgenommene Energie wird thermalisiert und entsprechend der inneren Temperatur der Staubteilchen im Infrarot abgestrahlt, was durch die wesentlich geringere optische Dicke in diesem Spektralbereich möglich ist. Die verminderte Photodissoziation erlaubt ein Anwachsen der Zahl der Moleküle, die durch Emission in ihren Rotations- und Schwingungsbanden im Infraroten und Radiobereich das Gas wirksam kühlen. Zusätzlich ist der Staub wahrscheinlich noch ein Katalysator für die Bildung von H_2 . Die Strahlung dieses Moleküls liefert bei Temperaturen von 10 bis 100K, wie sie in Dunkelwolken herrschen, neben der von CO den Hauptbeitrag zur Kühlung (Dyson und Williams, 1980, S. 38).

Im Standardszenario der Entstehung von Sternen (z.B. Yorke, 1985) beginnt eine Molekülwolke, wenn die äußeren Bedingungen es erlauben, zusammenzufallen. Betrachtet man den einfachsten Fall einer homogenen Dunkelwolke mit Dichte ρ , Temperatur T und mittlerem Molekulargewicht $\bar{\mu}$, bei der nur Selbstgravitation und thermischer Druck wirken, so folgt aus der Gleichsetzung dieser Kräfte eine kritische Masse M_{krit} , nach deren Überschreitung die Dunkelwolke kollabiert (Jeans-Kriterium)

$$M_{DW} > M_{krit} \approx (\pi k T / \bar{\mu} G)^{3/2} \cdot \rho^{-1/2}. \quad (1.1)$$

Bei einem isothermen Zusammenbruch, der bei der relativ geringen Opazität zu Anfang wahrscheinlich ist, verringert sich wegen der Zunahme der Dichte die kritische Masse. Die Molekülwolke kann dann in Teilwolken zerfallen (Fragmentation), die unabhängig weiter kontrahieren. Die Fragmentation setzt sich aber nicht beliebig fort, da mit der Dichte auch die optische Dicke der Wolken ansteigt und die aus der potentiellen Energie stammende Wärme nicht mehr ausreichend abgestrahlt werden kann. Die Endprodukte der Fragmentationsphase sind die proto-stellaren Objekte, aus denen neue Sterne entstehen.

Das skizzierte Bild ist in vielen Aspekten unzureichend, da wichtige Einflüsse des interstellaren Mediums unberücksichtigt bleiben. Wenn man bedenkt, daß der Dichteunterschied zwischen den Sternen und der interstellaren Materie etwa 10^{24} beträgt und Magnetfeld und Drehimpuls bei Sternen im Gegensatz zum interstellaren Medium in der Regel unbedeutend sind (Appenzeller, 1982), hat man einen Hinweis auf die Schwierigkeiten, die ersten Phasen der Sternentstehung korrekt zu beschreiben. Tatsächlich scheinen viele kompakte Kleinstdunkelwolken (Globulen) wie die Globule 2 im Kohlsack (Abschn. 7.3), die nach dem Jeans-Kriterium (1.1) eigentlich zusammenfallen müßten, stabil zu sein. Es müssen also weitere stabilisierende Mechanismen wie Rotation, Turbulenz und/oder Magnetfelder vorhanden sein. Andererseits kann aber eine Dunkelwolke durch äußere Prozesse, wie die Schockwelle einer Supernovaexplosion, soweit komprimiert werden, daß der zusätzliche Druck hilft, die kritische Masse zu erreichen.

1.2 Die Dunkelwolke 'Kohlsack'

Der Kohlsack (Abb. 1.2) ist durch seine Lage auf dem galaktischen Äquator und durch seine Größe eine der eindrucksvollsten Dunkelwolken. Der überwiegende Teil liegt im Sternbild Crux. Bei Beobachtung mit bloßem Auge erscheint er sternfrei und nahezu schwarz, da sich in ihm nur ein Stern heller als 6^m befindet. Es ist deshalb nicht verwunderlich, daß er den ersten europäischen Seefahrern, die um 1500 den südlichen Atlantik erreichten, auffiel und vermutlich von ihnen seinen



Abb. 1.2: Die Dunkelwolke 'Kohlensack' ($(l,b)=(302^{\circ},0^{\circ})$) und ihre nähere Umgebung. Rechts (westlich) befindet sich das Sternbild 'Kreuz des Südens' (Crux) mit Hauptstern α Cru nahe bei einer Globulenregion.

Aufnahme: Prof. Dr. W. Schlosser (Bochum)

Daten : 24. Feb. 1985, 4⁰³-6⁰³ UT, $f=150\text{mm}$, $f/4$
auf Kodak 103aD mit Filter GG495

Namen erhielt. Die frühesten schriftlichen Berichte stammen von Peter Martyr und Amerigo Vespucci von Anfang des 16. Jahrhunderts (Allen, 1963b). Aber nicht nur für Europäer war der Kohlsack eindrucksvoll. Die australischen Ureinwohner verglichen einige Dunkelwolken der südlichen Milchstraße mit einem Emu, wobei der Kohlsack den Kopf bildete. Sie haben damit nicht nur eine der größten (60° Durchmesser), sondern auch die eine von nur zwei bekannten dunklen 'Konstellationen' geschaffen (Schmidt-Kaler, 1972).

Objekt der Astronomie wurde der Kohlsack im vorherigen Jahrhundert (Abb. 1.3). Aber erst mit der allgemeinen Akzeptanz der Existenz von interstellarem Staub und Dunkelwolken

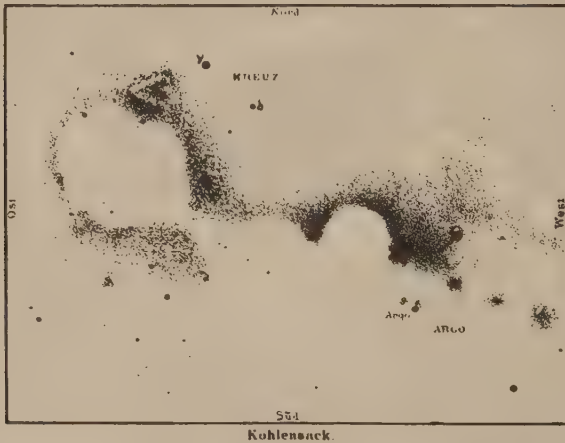


Abb. 1.3: Zeichnung des Kohlsacks von John Herschel, 1838 (nach Weiß, 1886)

begann auch die Untersuchung des Kohlsacks (Unsöld, 1929, Müller, 1934 und Lindsay, 1941). Diese Arbeiten verglichen gemäß dem Verfahren der Wolf-Diagramme (Wolf, 1923) die kumulierten Sternzahlen bis zu einer bestimmten Helligkeit m im Kohlsack mit denen in benachbarten, staubfreien Vergleichsfeldern. Bis zu der Helligkeit m_0 sind die Werte in beiden Gebieten etwa gleich und bleiben dann im Dunkelwolkenfeld bis zu der Helligkeit $m_0 + \Delta m$ wegen der Extinktion konstant. Die Hel-

ligkeit m_0 und die Größenklassendifferenz Δm für $m > m_0$ liefern für eine angenommene mittlere absolute Helligkeit M_0 der Sterne die Entfernung r und die durchschnittliche Extinktion der Dunkelwolke. Fehler verursachen bei dieser Methode mögliche Unterschiede in der Sterndichte als Funktion der Entfernung in beiden Feldern und Variationen der Leuchtkraft M_0 . Bei nahen Dunkelwolken wie dem Kohlsack gibt es zusätzliche statistische Schwierigkeiten. Bis zu einer Helligkeit 7^m findet man in einem Raumwinkel von der Größe des Kohlsacks höchstens eine Handvoll Sterne. Dadurch werden bei der Entfernungsbestimmung Zahlen der Größenordnung 1 miteinander verglichen, wodurch die Entfernungsangaben von Unsöld (1929) $r=150\text{pc}$ und Lindsay (1941) $r=160$ bis 180pc große Fehler aufweisen.

Genauer ist dagegen die Bestimmung der mittleren Extinktion des Kohlsacks. Unsöld (1929) und Müller (1934) erhielten für den photographischen Spektralbereich $\langle A_{pg} \rangle = 1^m.1$ ($\langle A_V \rangle = 0^m.8$), ein Ergebnis, das mit $\langle A_V \rangle = 1^m.21$ (Tab. 7.6, Kontur $0^m.2$) zu vergleichen ist. Die geringe Differenz beruht vermutlich auf der nicht berücksichtigten Extinktion der Vergleichsfelder (siehe auch die Diskussion neuerer Werte in Abschn. 7.1).

Müller ermittelte durch Integration der Sternhelligkeiten eine Flächenhelligkeit von 90 S10B (Zahl der Sterne mit $m_B=10^m$ pro Quadratgrad, die die gleiche Intensität liefern). Die Flächenphotometrie des Kohlsacks (Seidensticker et al., 1982) ergab einen Mittelwert von 140 S10B. Beide Messungen zeigen, daß der Kohlsack nur scheinbar dunkel ist. Den Unterschied von 50 S10B verursacht zum größten Teil das am Staub gestreute Licht, das Müller nicht messen konnte.

Ein merkwürdiges Ergebnis fand Brück (1934), der meinte, in seinen Daten keine Anzeichen für eine Absorption im Kohlsack entdecken zu können! Durch Einteilung seiner Programmsterne nach ihren Spektralklassen hoffte er, homogenere Gruppen bezüglich der Leuchtkraft zu erhalten. Brück vermutete, daß dann die Sterne der kühleren Klassen G und K vor und die heißeren und helleren B- und A-Sterne hauptsächlich hinter dem Kohlsack seien. Wahrscheinlich enthielten aber seine G- und K-Stern-Gruppen viele leuchtkräftigere Riesensterne, weil er über keine Leuchtkraftklassifikation verfügte. Diese liegen dann ebenfalls hinter dem Kohlsack, so daß kein Extinktions-

unterschied zu den B- und A-Sternen feststellbar ist.

Im zweiten Teil seiner Arbeit versuchte Brück die selektive Extinktion durch Analyse von photographischen Sternspektren abzuschätzen. Er kam zu dem Ergebnis, daß die Verfärbung $E(\lambda_\epsilon - \lambda_\gamma) \leq 0^m.3$ (λ_ϵ und λ_γ sind die Wellenlängen der Balmerlinien H_ϵ und H_γ) oder sogar neutral ($E(\lambda_\epsilon - \lambda_\gamma) = 0$) ist. Tatsächlich entspricht der mittleren Extinktion $\langle A_V \rangle = 1^m.21$ eine Verfärbung $E(B-V) = 0^m.38$, was bei Berücksichtigung der Wellenlängen und einem in $1/\lambda$ linearen Extinktionsgang zu $E(\lambda_\epsilon - \lambda_\gamma) = 0^m.18$ führt.

Nach diesen ersten Arbeiten über den Kohlsack vergingen 20 Jahre bis Rodgers (1960) eine umfassende Untersuchung der Entfernung und Extinktionsverteilung veröffentlichte. Anlaß für seine Untersuchung war die von Brück geäußerte Vermutung einer neutralen Extinktion. Im Gegensatz zu den älteren Arbeiten verglich Rodgers photographische UBV-Daten mit der unverfärbten Hauptreihe in Farb-Differenzdiagrammen. Dadurch vermied er weitgehend die Vermischung von Sternen verschiedener Spektralklassen und absoluter Helligkeiten. Er fand als Entfernung 174 ± 18 pc, bis heute der Standardwert für den Kohlsack.

Die Bedeutung der Dunkelwolken für Sternentstehung ist ein wesentlicher Grund für das Interesse am Kohlsack. Unbekannt sind vor allem die Eigenschaften von Dunkelwolken, die Sternentstehung unterstützen oder verhindern, sowie die notwendigen Auslösemechanismen (spontan?, Supernova?) (Yorke, 1985). Bis heute hat man keine jungen Sterne im Kohlsack gefunden (Abschn. 7.4.1). Dies erlaubt, wichtige Eigenschaften einer ungestörten Dunkelwolke zu bestimmen. Der Vergleich mit Dunkelwolken mit aktiver Sternentstehung hilft dann, besser die Voraussetzungen für Sternentstehung zu erkennen.

Neben dieser astrophysikalischen Bedeutung sprechen auch praktische Erwägungen für die Untersuchung des Kohlsacks. Seine Nähe und der daraus folgende große Winkeldurchmesser erlauben eine gute räumliche Auflösung und lassen wenig Extinktion vor ihm erwarten. Durch die Lage auf dem galaktischen Äquator befinden sich viele und helle Sterne hinter ihm, wodurch die Messung der Extinktionsverteilung und von Extinktionskurven erleichtert wird. Dies wird noch durch den Umstand begünstigt, daß sich hinter ihm ein etwa 800 pc breites, weit-

gehend staubfreies Zwischenarmgebiet (Kap. 5) erstreckt, so daß die Extinktionsdaten nicht verfälscht werden.

1.3 Zielsetzung

Die interstellare Materie ist nicht im thermodynamischen Gleichgewicht, so daß der Aufbau und der physikalische Zustand des Staubes in weiten Bereichen variieren kann. Nur die Messung vieler Parameter mit hoher Genauigkeit und über einen breiten Spektralbereich kann Aufschlüsse über die Größe, Form, morphologische Struktur (kristallin - amorph) und chemische Zusammensetzung der Staubteilchen und die Variation dieser Parameter mit den Umgebungsbedingungen geben. Leider werden die Effekte der einzelnen Staubkörner wegen der notwendigen Integration über einen langen Sehstrahl verschmiert, so daß sich die Beobachtungsgrößen

- o Extinktion (Betrag und Wellenlängenabhängigkeit)
- o Streulicht (Albedo und Asymmetrieparameter)
- o Polarisierung (linear und zirkular)
- o Absorptions- und Emissionslinien im Infrarot
- o Emission im fernen Infrarot ($\lambda \geq 50 \mu\text{m}$)
- o Verminderung der Elementhäufigkeit im Gas ('depletion')

in der Regel nur langsam mit der Wellenlänge ändern und viel Spielraum für die Interpretation lassen. Hinzu kommt noch die experimentell/theoretische Untersuchung potentieller Bildungs- und Zerstörungsprozesse der Staubteilchen, welche ebenfalls Hinweise zur chemischen und morphologischen Struktur und zum Größenspektrum liefern kann.

Die meisten der 6 Effekte des Staubes sind nur schwer zu messen, da instrumentelle, beobachtungstechnische und/oder theoretische Schwierigkeiten dies oft behindern. Am genauesten sind Bestimmungen von Extinktion und Polarisierung, wobei letztere bis heute auf den visuellen Spektralbereich und das nahe Infrarot beschränkt ist. Dagegen kann man Extinktionsmessungen durch den UV-Satelliten IUE ('International Ultraviolet Explo-

rer') zu kürzeren Wellenlängen ausdehnen. Nur die Extinktion gibt auch die Möglichkeit, die Lage und Morphologie einer Dunkelwolke zu ergründen.

Mit Hilfe der photoelektrischen Messung von Sternen mit bekannten Spektraltypen* findet man für jeden Stern seine Entfernung und Extinktion. Die Zusammenfassung dieser Daten gibt Auskunft über die räumliche Struktur des Kohlensacks und seine Position in der Galaxis. Darüber hinaus sollen die Sterndaten eine neue Methode der Extinktionsbestimmung aus Flächenphotometrie-Daten eichen und so zu einer weiträumigen Extinktionskarte des Kohlensackgebietes führen. Mit plausiblen Annahmen für das Gas-zu-Staub-Verhältnis und einige Parameter der Staubteilchen kann dann aus der Extinktionskarte die Masse, Dichte und Dichteverteilung des Kohlensacks berechnet werden.

Extinktionskurven möglichst vieler Sterne, aber vor allem über einen großen Spektralbereich, geben Einblick in die Natur des Staubes. Eine sorgfältige Kontrolle der notwendigen Vergleichssterne verhindert Scheineffekte im Ultraviolett ($\lambda < 300\text{nm}$) und im Infrarot ($\lambda > 1000\text{nm}$), wo die stärksten Variationen und auch Fehler auftreten. Aus der Infrarot-Extinktionskurve läßt sich der R-Wert (Extinktion A_V zu Verfärbung $E(B-V)$) ermitteln. Aus dem Unterschied zum Standardwert $R=3.2$ kann auf Größenveränderungen der Staubteilchen geschlossen werden. Ebenso geben die Abweichungen der Extinktionskurven im UV von der sogenannten Standardkurve - einer Mittelung vieler Einzelkurven - Hinweise auf die Zusammensetzung des Staubes im Kohlensack.

*) Die Begriffe 'Spektraltyp' und 'MK-Typ' werden gleichberechtigt dann gebraucht, wenn von einem Stern die Spektral- (Temperatur) und die Leuchtkraftklasse (absolute Helligkeit) bekannt sind.

2. INSTRUMENTE UND MESSUNGEN

2.1 Photometrie

2.1.1 Meßinstrument

Die photometrischen Beobachtungen erfolgten mit dem 61-cm-Teleskop des Astronomischen Instituts der Ruhr-Universität Bochum und einem Einkanalphotometer auf La Silla (Chile) in 2359m Höhe. Das Teleskop ist ein serienmäßiges Cassegrain-Spiegelteleskop der Firma Boller & Chivens mit einem Durchmesser D von 24 Zoll (61cm) und einem Öffnungsverhältnis D/f von 1:15 (Schmidt-Kaler und Dachs, 1969).

Bei dem Photometer vermindert zuerst eine Eintrittsblende im Teleskopfokus das unerwünschte Licht der Sternumgebung (Hintergrundlicht). Von dem übrigen Licht des beobachteten Objekts erzeugt nun eine Linse, deren Brennpunkt mit dem des Teleskops zusammenfällt, einen parallelen Strahlengang. Das Licht tritt durch das gewählte Filter im Filterrad und wird von einer zweiten Linse, die die Eintrittsöffnung (=Größe des Primärspiegels) auf die Photokathode des Sekundärelektronenvervielfachers (Multiplier) abbildet, gesammelt.

Die Multiplerröhre EMI 9502B wurde in der Regel mit einer Hochspannung von 1100V betrieben, um auch hellere Standardsterne messen zu können. Die Kühlung des Multipliers mit festem CO₂ auf -72°C verringerte den thermischen Dunkelstrom. In der ersten Meßperiode März/April 1980 (Tab. 2.2) verstärkte ein Gleichstromverstärker (Keithley 18000), der dem Photostrom entsprechend in sechs Arbeitsbereichen (10^{-5} bis 10^{-10} A) arbeiten konnte, das Spannungssignal. Dieses registrierte der Steuerrechner HP 2114B über einen Spannungs-Frequenz-Wandler mit einem Zähler und speicherte die Werte auf Lochstreifen.

Nach der ersten Meßperiode wurde das elektrische System des Teleskops überholt und ein größerer Prozeßrechner (HP 1000E) installiert. Ein neues Computerprogramm führte neben der Meßwerterfassung nun auch die Teleskoppositionierung in erheblich kürzerer Zeit durch. Nach der Vorverstärkung (HP 462A) und Rauschunterdrückung (Diskriminator) zählte der Rechner die

Multiplifier-Impulse. Durch dieses Verfahren erhöht sich die Meßgenauigkeit bei schwachen Sternen. Abschließend wurden die Resultate auf Magnetband gesammelt.

2.1.2 Sternauswahl und Messungen

Die Kriterien für die Auswahl der Sterne für die Photometrie folgen aus der Zielsetzung (Abschn. 1.3). Die Sterne sollen

1. das Gebiet des Kohlsacks überdecken,
2. die Bestimmung seiner Entfernung und Extinktion erlauben und
3. genügend hell für spektroskopische Messungen sein.

Die erste Forderung führt zu einem Areal, dessen Grenzen mit Hilfe der A_V -Karte des Kohlsacks (Seidensticker, 1979 und Abschn. 5.1) und von Fotografien zu $300^\circ \leq l \leq 306^\circ$ und $-4.5^\circ \leq b \leq 2.0^\circ$ in galaktischen Koordinaten festgelegt wurden. Der Bereich $l > 303^\circ$ und $b < -2.5^\circ$ blieb ausgespart.

Die Messung von Entfernung und Extinktion erfordert weit entfernte Sterne, deren Licht zusätzlich durch den Staub geschwächt wird. Dagegen müssen für die Spektrophotometrie die Sterne heller als $V=10^m$ sein. Sterne der Spektralklassen B, A und F werden beiden Forderungen annähernd gerecht. Nach Schmidt-Kaler (1982) haben A0 V-Sterne eine mittlere absolute Helligkeit von $M_V=0^m.65$. Bei einer scheinbaren Helligkeit $V=8^m.0$ und einer für den Kohlsack typischen Extinktion $A_V=1^m.0$, folgt als durchschnittlicher Entfernungsmodul $EM=6^m.35$. Das entspricht genau der Kohlsack-Entfernung (Abschn. 5.1).

Die Auswahl der Programmsterne geschah mit dem 'Catalogue of Stellar Identifications' (CSI) (Ochsenbein et al., 1977), der neben genauen Koordinaten auch Angaben für die Spektralklassen und scheinbaren Helligkeiten in B und V aller Sterne heller als $9^m.5$ enthält. 413 Sterne erfüllten die o.a. Kriterien. Sie wurden nach Rektaszension geordnet, in Aufsuchkarten identifiziert und ihre Daten aus dem CSI um den MK-Typ des Katalogs von Houk und Cowley (1975) ergänzt. Geeignet für die weitere Untersuchung waren nur Sterne mit genau bestimmbar Eigenfarben. Dadurch entfielen alle Veränderlichen und Sterne

mit pekuliaren Spektraltypen. Der Sgr-Car-Spiralarm verursacht ab etwa 1kpc eine zusätzliche Extinktion (Abschn. 5.1.3.4).

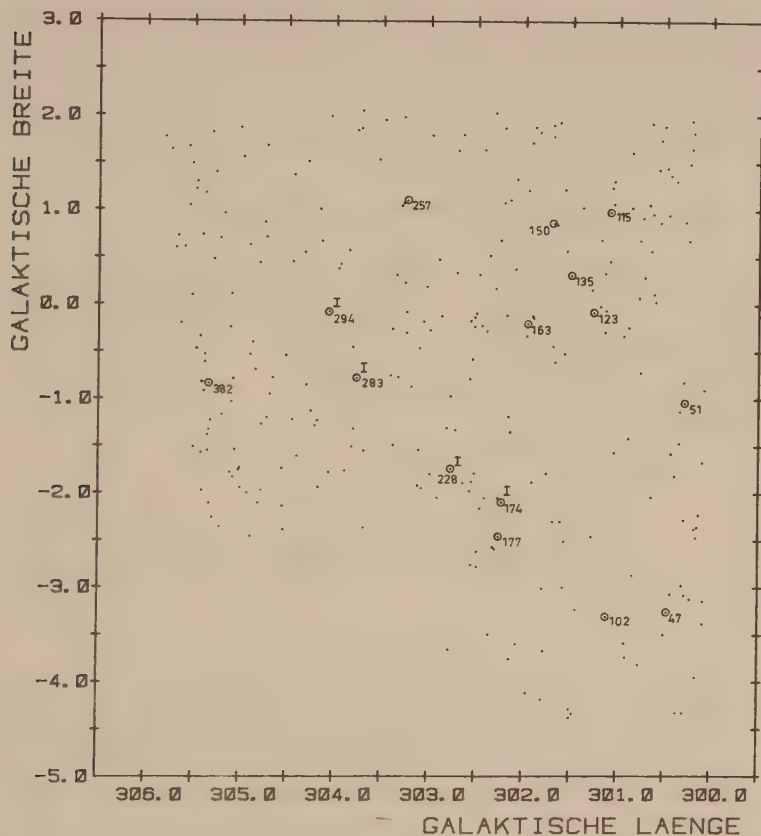


Abb. 2.1: Verteilung der gemessenen Sterne im Kohlsackgebiet.

Punkte: Sterne mit UV- und H β -Photometrie

Kreise: Sterne mit zusätzlicher Scanner-Messung.
Nummer aus Tab. A.2

'I' : Messung mit IUE-Satellit und im Infrarot

Aus diesem Grund mußten auch alle Sterne mit Leuchtkraftklassen heller als III wegen ihrer wahrscheinlich zu großen Entfernung ausgeschlossen werden. Abb. 2.1 zeigt die Verteilung

der verbleibenden 284 Sterne, die in der Regel zweimal gemessen wurden.

Erstes Ziel der Photometrie war die Bestimmung der Helligkeiten und Farben der Programmsterne in den weitverbreiteten Systemen UBV (Johnson und Morgan, 1953, und Johnson, 1955) sowie H β (Crawford und Mander, 1966). Durch die Verwendung von möglichst gleichen Multipliern und Filtern wie bei den Originalmessungen (Tab. 2.1) kann man die Systeme weitgehend repro-

Tabelle 2.1: Filter für Photometermessungen

Filter	Typ	$\lambda_{\text{max}}/\text{nm}$	Halbwertsbreite/nm
H β_{breit}	Baird Atomic B2	485.2	10.8
H β_{schmal}	Baird Atomic B10	486.5	3.2
V	Schott GG495 (5mm)	Kantenfilter	
B	Corning 5030 Schott GG13 (2mm)	432.3	123.1
U	Schott UG1 (3mm)	359.7	56.9

duzieren. Lineare Transformationsgleichungen, deren Koeffizienten sich aus der Analyse von mitgemessenen Standardsternen ergeben, beseitigen die Restabweichungen. Bei der UBV-Eichung wurden die südlichen Standardsterne von Johnson und Morgan (1953) (Bezeichnung JM) sowie von Cousins und Stoy (1962) (E), für H β die Standardsterne von Crawford und Mander (1966) (HR) benutzt (Tab. A.1). Letztere eignen sich auch für die UBV-Eichung. Die benutzten Standardwerte stammen aus den Katalogen von Nicolet (1978, JM- und HR-Sterne) und von Vogt et al. (1981, E-Regionen-Sterne), da beide Arbeiten durch die Beseitigung von Fehlern in den Ursprungsdaten homogene Werte enthalten. Die Standardsterne überdecken den Bereich der MK-Typen der Programmsterne.

Die Messung der Programmsterne geschah in zwei Abschnitten in März/April 1980 und in Februar 1983 (Tab. 2.2). Die Beobachtungen in der zweiten Periode führte freundlicherweise Dipl. Phys. R. Hanuschik durch. In den Meßnächten wurden ge-

Tabelle 2.2: Journal der Photometermessungen

Datum	Standard- Programm- Sternmessungen			Blende in "	Meßzeitraum UT	Bemerkungen
	UBV	H β	UBV+H β			
14. 3. 80	23			11	26 ¹⁵ - 32 ¹⁵	nur Eichung
15. 3. 80	15			11,18	27 ⁰⁰ - 31 ¹⁵	nur Eichung
16. 3. 80	16	5	11	11	26 ³⁰ - 31 ⁴⁵	Bewölkung
21. 3. 80	23	6	21	11,18	25 ⁰⁰ - 33 ³⁰	
22. 3. 80	26	6	24	11	25 ³⁰ - 33 ¹⁵	
23. 3. 80	26	5	32	11,18	24 ¹⁵ - 33 ¹⁵	
24. 3. 80	25	5	32	11,18	25 ³⁰ - 33 ³⁰	
25. 3. 80	15	3	24	11,18	29 ⁰⁰ - 33 ³⁰	Probleme mit Filterrad
26. 3. 80	24	3	19	11,18	25 ⁰⁰ - 32 ⁰⁰	
29. 3. 80	20	2	7	11	24 ³⁰ - 28 ⁴⁵	Abbruch wegen Wolken
30. 3. 80	34	6	34	18,11,29	24 ⁰⁰ - 33 ⁰⁰	
31. 3. 80	23	3	22	18	24 ³⁰ - 30 ⁰⁰	Abbruch wegen Wolken
1. 4. 80	29	5	29	18	25 ⁴⁵ - 32 ⁴⁵	
14. 4. 80	55	17	22	18,29	25 ¹⁵ - 34 ⁰⁰	Eichung
19. 2. 83	44	12	36	18	24 ⁴⁵ - 33 ³⁰	
20. 2. 83	26	10	57	18	24 ¹⁵ - 33 ¹⁵	
21. 2. 83	25	10	71	18	24 ⁰⁰ - 33 ³⁰	
23. 2. 83	23	8	5	18	25 ¹⁵ - 30 ⁰⁰	Abbruch wegen Wolken

wöhnlich nach mehreren Programmsternen einige Standardsterne für die Kontrolle der Extinktion und des Ganges der Meßempfindlichkeit beobachtet. Verstärkte Messungen von Standardsternen zu Beginn und zum Ende jeder Nacht dienten in der Hauptsache der Bestimmung der Farbtransformation. Die Registrierung von Stern und Himmelshintergrund erfolgte mit gleicher Blende und einmal in jedem Filter (V, B, U, H β_s , H β_b). Nur bei dem schmalen H β -Filter H β_s waren wegen des geringeren Signals zwei Messungen nötig. Dadurch ergab sich als typische Filterfolge:

V* B* U* H β_{s*} H β_{b*} H β_{s*} H β_{sH} H β_{bH} H β_{sH} U* B* V.

mit * : Sternmessung

H : Hintergrundmessung.

s/b : schmaler/breiter Filter

2.2 Spektrophotometrie

2.2.1 Spektrophotometrie im Visuellen

Die Beobachtungen im optischen Spektralbereich (320-860nm) führte ich gleichfalls mit dem Bochumer Teleskop und einem computergesteuerten Einkanal-Spektralphotometer (Scanner) auf La Silla durch. Das vom Teleskop gesammelte Sternlicht wird durch einen Kollimatorspiegel als paralleles Licht auf ein Gitter reflektiert. Ein Eintrittsspalt im Teleskopfokus begrenzt den Beitrag der Hintergrundhelligkeit. Ein Kameraspiegel und eine Feldlinse bilden das vom Gitter erzeugte Spektrum auf den thermoelektrisch gekühlten Multiplier ab, wobei ein feststehender Austrittsspalt im Brennpunkt des Kameraspiegels die Auflösung bestimmt. Die verschiedenen Spektralbereiche fallen wegen der computergesteuerten Drehung des Gitters nach und nach durch den Spalt auf den Multiplier, dessen Photostromimpulse gezählt werden. Da sich die Ordnungen teilweise überlagern, sind zu ihrer Trennung Filter zwischen Austrittsspalt und Feldlinse eingefügt. Weitere technische Einzelheiten zu diesem Instrument findet man bei Haupt et al. (1976) und Tüg (1978).

Die Messungen liefen im schnell-abtastenden Betrieb ("rapid-scanning"). Dabei dreht sich das Gitter alle 3ms soweit, daß das Spektrum am Austrittsspalt um ca. 0.2nm in erster Ordnung (=1 Schritt) verschoben wird. Der Rechner faßt dann so viele Schritte zu einem 'Kanal' zusammen, wie der gewünschten Auflösung entsprechen; bei 2nm Auflösung in 1. Ordnung also 10 Schritte. Gewöhnlich ist die Breite des Austrittsspalts gleich der gewünschten Auflösung, so daß sich als Instrumentenprofil ein Dreieck ergibt.

Nachdem das Gitter das Ende des gewünschten Wellenlängenbereichs erreicht hat, rotiert es in umgekehrter Richtung. Die Werte der einzelnen Kanäle werden in zwei Feldern - Hin- und Rücklauf genannt - gespeichert, da Spiel in der Antriebsspindeleinander entsprechende Kanäle leicht in Wellenlänge gegeneinander versetzt. Der schnelle Wechsel von Messungen im Hin- und Rücklauf ('scans') dauert solange, bis der Beobachter die Genauigkeit des Spektrums, welches er gleichzeitig auf einem

Bildschirm überprüfen kann, für ausreichend erachtet.

Noch während der UBV-Photometrie war es möglich, durch eine vorläufige Reduktion ungefähre Werte für die Verfärbung $E(B-V)$ und den Entfernungsmodul EM zu bestimmen. Damit konnten geeignete Sterne für das Scanner-Beobachtungsprogramm ausgewählt werden (Tab. 2.3). Auch hier sollten die Programmsterne

Tabelle 2.3: Daten der Scanner-Programmsterne^a

Nr	HD	MK-Typ	V	B-V	U-B	$E(B-V)$	D^b	$F_\lambda(\lambda_0)^c$	$V_F - V^d$	Ext- ϵ^e HR
47	108329	B5 V ₀	8 ^m 53	0 ^m 24	-0 ^m 30	0 ^m 43	0 ^m 61	0.129	-0 ^m 06	3192
51	108355 HR 4736	B7 IV	6.02	0.08	-0.29	0.21	0.85	1.333	0.04	3201
102	109199	B3-4 IV	7.69	0.09	-0.53	0.29	0.47	0.294	0.01	3663
115	109517	A0 V	8.72	0.12	0.06	0.14	1.27:	$\begin{smallmatrix} 0.119 \\ \pm 0.011 \end{smallmatrix}$	-0.04	5511
123	109644	A0-1 IV	8.69	0.18	0.13	0.18	1.31:	0.108	0.10	5511
135	109891	A0 V	8.63	0.24	0.17	0.25	0.85:	0.123	0.02	4963
150	110163	B9 III	9.05	0.25	0.02	0.32	1.05	0.086	-0.01	4712
163	110432 HR 4830	O9 Ve	5.30	0.25	-0.81	0.50:	-0.21	2.800	-0.05	6165
174 ^f	110715	B9 V	8.65	0.40	0.21	0.45:	1.18	0.136	-0.12	$\begin{smallmatrix} 3856 \\ 3981 \end{smallmatrix}$
177	110737	B9.5 V	8.49	0.40	0.17	0.45	0.99	0.155	-0.09	3856
228 ^f	111409	B9.5 IV	7.62	0.19	0.10	0.22:	1.30	0.347	-0.10	3981
257	111991	A1 III:	9.14	0.47	0.42	0.49	1.26:	0.075	0.04	3685
283 ^f	112607	B7-8 III	8.09	0.17	-0.22	0.29	0.78	0.200	0.03	3201
294 ^f	112954	B9.5 III	8.37	0.49	0.26	0.55:	1.07:	0.171	-0.08	5724
382	114653	B8.5 IV	8.62	0.16	-0.08	0.25	1.03	0.133	0.06	4712

- a) V, B-V und U-B sind aus Tab. A.2, die MK-Typen aus Tab. A.5
b) Balmer Sprung bei 370nm (siehe Abschnitt 6.1.2)
c) gemessener Fluß / ($10^{-13} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$) bei $\lambda_0 = 555.6 \text{ nm}$
d) synthetische Helligkeit $V_F = -2.5 \lg F_\lambda(\lambda_0) - 21.13$ minus photometrischer Wert (Spalte 4) (siehe auch Abschnitt 4.2.1)
e) Vergleichssterne für Extinktionskurvenbestimmung. Bei Stern 174 wurde der Mittelwert von HR 3856 und 3981 genommen (siehe Abschn. 6.1.2)
f) Mit IUE auch Ultravioletspektrum gemessen

gleichmäßig über den Kohlensack verteilt sein, sich im nahezu staubfreien Gebiet zwischen der Dunkelwolke und dem nächstinneren Spiralarm -I (Abschn. 5.1.3.4) befinden, sowie unter-

schiedliche Extinktionen haben. Bevorzugt wurden die Spektralklassen B5 bis A1, um die Zahl der nötigen Vergleichssterne zu reduzieren. Tab. 2.3 enthält alle Sterne, die diese Bedingungen erfüllten und gemessen wurden. Zusätzlich zum Spektraltyp und den UB_V-Werten enthält die Tabelle weitere Reduktionsergebnisse für die Auswahl der Vergleichssterne. Die räumliche Verteilung der Scanner-Programmsterne zeigt Abb. 2.1.

Die beobachteten potentiellen Vergleichssterne (Tab. A.3) überdecken wie bei der Photometrie den Bereich der MK-Typen der Programmsterne. Die Kataloge von Nicolet (1978) und Hoffleit (1982) halfen beim Ausschluß von Sternen mit Verfärbungen $E(B-V) \geq 0.1$ und/oder spektralen Besonderheiten (z.B. spektroskopische Doppelsterne). Einen Teil der Vergleichssternebeobachtungen mit dem Scanner führte freundlicherweise Prof. J. Hardorp durch.

Neun Standardsterne (Tab. 2.4) aus der Arbeit von Tüg (1979) dienten der Bestimmung der atmosphärischen Extinktion

Tabelle 2.4: Standardsterne für Scanner-Messungen

HR	Name	MK-Typ ^a	V ^a	B-V ^a	U-B ^a	E(B-V)	D	Bemerkung
3165	ζ Pup	O5 Iaf	2.25	-0.26	-1.11	0.04	0.05	0.7 _{Phot}
6165	τ Sco	B0 V	2.82	-0.25	-1.03	0.04	0.19	
3454	η Hya	B3 V	4.30	-0.20	-0.74	0.02	0.51	
7790	α Pav	B2 IV	1.94	-0.20	-0.71	0.00	0.53	A0 V _{Phot}
4963	θ Vir	{ A1 IV + Am	4.38	-0.01	-0.01	0.00	1.36	
5511	109 Vir	A0 V	3.72	-0.01	-0.03	0.00	1.34	
6879	ε Sgr	B9.5 III	1.85	-0.03	-0.13	0.03	1.33	Be ?
7950	ε Aqr	A1 V	3.77	0.00	0.02	0.00	1.44	
8425	α Gru	B7 IV	1.74	-0.13	-0.47	0.00	0.86	

a) aus Hoffleit (1982)

und der spektralen Empfindlichkeitsfunktion des Meßsystems (Teleskop, Scanner, Multiplier). Es sind Sterne mit frühen Spektralklassen, bei denen der relativ glatte Verlauf des Kontinuums die Ermittlung der Empfindlichkeitsfunktion (Abschn. 3.2.1) erleichtert und die sich zum Teil auch als Vergleichs-

sterne eignen (siehe Tab. 2.3).

Tabelle 2.5: Journal der Scanner-Messungen

Datum	Std.- Sterne	Prog.- Sterne	Verg.-	Eintritts- spalt/"	Meßzeitraum UT	Bemerkungen
11.3.80	2	1		11 x 22	27 ⁰⁰ - 30 ⁴⁵	HV: 1330V Disk.:110mV
15.4.80	3	1		16 x 22	30 ³⁰ - 33 ²⁰	Schrittmo- torausfall
16.4.80	5	4		11 x 7	24 ⁴⁰ - 33 ⁴⁵	
21.4.80	2	3		22 x 22	26 ⁰⁰ - 30 ¹⁵	HV: 1400V Abbruch (Wind)
24.4.80	2	1		22 x 22	29 ⁵⁰ - 30 ⁵⁰	Wind
29.4.80	7	3	5	11 x 22	27 ⁰⁰ - 34 ²⁰	neuer U-Filter (CuSO ₄ +CoCl ₂)
30.4.80	10	3	12	22 x 22 11 x 22	24 ¹⁰ - 34 ¹⁵	
2.5.80	3		2	11 x 22	24 ³⁰ - 28 ³⁰	Beobachter: Prof. Hardorp
7.5.80	4		3	11 x 22 22 x 22	25 ⁴⁰ - 34 ²⁰	HV: 1450V Disk.:140mV
10.5.80	5		3	16 x 22	24 ⁴⁵ - 34 ²⁰	
11.5.80	3		5	16 x 22 22 x 22	24 ⁰⁰ - 31 ²⁰	Wind

Alle Scanner-Messungen (Tab. 2.5) hatten 2nm Auflösung in 1. Ordnung (500-860nm) und 1nm (2nm im Mai) in 2. Ordnung (320-515nm). Filter beseitigten die Einflüsse der überlappenden anderen Ordnungen, so daß ein vollständiges Spektrum (320-860nm) drei Teilbereiche - im folgenden Rot, Blau und UV genannt - umfaßt.

2.2.2 Spektrophotometrie im Ultraviolett

Am 26. Januar 1978 wurde vom Kennedy Space Center (Florida) der US National Aeronautics and Space Administration (NASA) der 'International Ultraviolet Explorer' (IUE) gestartet. Dieser Satellit, den die NASA, die European Space Agency (ESA) und der UK Science Research Council (SRC) gebaut haben, ist für spektrophotographische Untersuchungen im ultravioletten Spektralbereich (115-320nm) gedacht. Da mit ihm auch nicht an seiner Entwicklung beteiligte Astronomen Beobachtungen durchführen können, eignet er sich für die Messung von Scanner-Programmsternen im UV.

Das Hauptinstrument des IUE ist ein Ritchey-Chrétien-Teleskop mit 0.45m Durchmesser und einem Öffnungsverhältnis von 1:15. Das Licht fällt durch eine von zwei Eintrittsblenden mit 3" (rund) und 10"x20" (oval) Größe und kann mit Spektrographen in zwei Wellenlängenbereichen (115-195nm und 190-320nm) untersucht werden. Jeder Spektrograph hat zwei Auflösungen von etwa 0.6nm und 0.02nm, um sowohl spektrophotometrische Beobachtungen als auch die Analyse einzelner Linien zu gestatten. Ein Echelle-Gitter erzeugt die hohe Auflösung. Für Messungen mit geringerer Auflösung wird das Gitter von einem Spiegel überbrückt. Ein Konverter, in dem die von der UV-Strahlung herausgelösten Elektronen einer Caesium-Tellur-Photokathode durch Hochspannung beschleunigt auf einen Phosphorschirm treffen, verwandelt das UV-Spektrum in sichtbares Licht. Das visuelle Spektrum wird von einer Fernsehkamera registriert (Boggess et al., 1978a). Hinweise zur Kalibration und Datenreduktion, auf die ich bei der Auswertung zurückgegriffen habe (Abschn. 3.2.2), findet man bei Boggess et al. (1978b).

Die kleine Blende bewirkt einen nicht exakt bekannten Lichtverlust von ca. 40%. Außerdem sind Spektren mit hoher Auflösung durch Probleme bei der Bestimmung der Echelle-Empfindlichkeitsfunktion und des Hintergrundes photometrisch sehr ungenau, so daß man für spektrophotometrische Untersuchungen nur die große Blende und die niedrige Auflösung verwendet. Das reicht völlig aus, da alle bekannten Strukturen der UV-Extinktionskurven größer als 10nm sind.

Bei einer bewilligten Beobachtungsdauer von 4^h konnte ich bei meinem Aufenthalt auf der ESA-IUE-Bodenstation bei Madrid (Spanien) im Oktober 1980 nur vier Scanner-Programmsterne mit IUE messen. Diese erfüllten zwei Bedingungen: zum einen liegen sie relativ nahe beieinander, so daß ihr Licht wahrscheinlich ein zusammengehörendes Staubgebiet durchquert. Zum anderen haben sie aber unterschiedliche Verfärbungen, um eventuelle Änderungen der Extinktionskurve mit wachsender Staubbichte feststellen zu können. Tab. 2.6 enthält die Daten der mit IUE gemessenen Kohlensack-Sterne und der ausgewählten Vergleichsterne (Abschn. 6.1.1). Zur Identifikation sind die interne und die HD-Nummer sowie die IUE-Bildnummern der Teilspektren (siehe Abschn. 3.2.2 für Bezeichnung) angegeben.

Tabelle 2.6: IUE-Programm- und Vergleichssterne

Nr	HD	IUE-Bild- Nummer	t/s ^a	C ^b	Katalog ^c
174	110715	SWP 10332	1500	0.0	ESA
		LWR 9006	375		
	108767	SWP 18885		0.0	
		LWR 14904			
228	111409	LWR 9007	84.7	5.0	ESA
		SWP 4943		4.5	
	58142	LWR 4272			
283	112607	SWP 10330	265	8.5	NASA
		LWR 9004	94.5		
	23324	SWP 8148	29.7	8.5	
		LWR 7079	20.1		
294	112954	SWP 10331	1620	14.0	
		LWR 9005	360		
	38206	SWP 5769	19.5S+ 9.7L	14.5	
	LWR 5005	29.8S+19.5L			

- a) S/L: Messungen mit kleiner/großer Blende
b) Verschiebungskonstante in Abb. 4.4
c) ESA: Heck et al. (1984), NASA: Wu et al. (1983)

Seit 1980 beobachteten Mitarbeiter der IUE-Bodenstationen eine Reihe von normalen, nahezu unverfärbten Sternen, auch zum Zwecke der Bestimmung von interstellaren Extinktionskurven, und veröffentlichten sie in zwei Katalogen (Wu et al., 1983 (NASA-Katalog), und Heck et al., 1984 (ESA-Katalog)). Einige weitere geeignete Sterne fanden sich in der IUE-Datenbank, so daß auf die eigene Messung von Vergleichssterne verzichtet werden konnte.

2.3 Ergänzende Daten

Die Bestimmung der Verfärbung $E(B-V)$ und des Entfernungsmodus EM (Abschn. 5.1) aus photometrischen Daten von Sternen

verlangt eine genaue Kenntnis des MK-Typs. So kann z.B. ein nicht erkannter Emissionslinienstern einen zu kleinen $H\beta$ -Wert und damit eine zu große absolute Helligkeit M_V vortäuschen. Deshalb wurden auf meinen Antrag mit dem Schmidt-Teleskop der ESO in den Jahren 1980 und 1981 Objektivprismenplatten des Kohlsacks aufgenommen, um in Zweifelsfällen entscheiden zu können. Wegen der Kantenlänge von 5° waren zwei Serien von Aufnahmen (bei $\alpha=12^h39^m$, $\delta=-64^\circ30'$ und $\alpha=12^h49^m$, $\delta=-62^\circ30'$) notwendig, um das durch die Photometrie definierte Feld (Abb. 2.1) zu überdecken.

Eine umfassende Analyse von Extinktionskurven benötigt Daten auch im Infrarot ($\lambda \geq 1.0 \mu\text{m}$). Nur dadurch kann das Verhältnis $R=A_V/E(B-V)$ von Extinktion zu Verfärbung, das man für die Umrechnung von normierten Extinktionskurven $E(\lambda-V)/E(B-V)$ in absolute Angaben $A(\lambda)$ braucht, bestimmt werden. In den Monaten März/April 1980 beobachteten und reduzierten D. Groote und J.P. Kaufmann (Berlin) im Verlauf ihrer IR-Messungen freundlicherweise auch die vier IUE-Programmsterne. Tab. 2.7 führt die Endhelligkeiten mit Fehlern und die Farben auf. Die Fehleran-

Tabelle 2.7: Infrarot-Daten

Nr	V	J V-J	H V-H	K V-K	L V-L	M V-M
174	8. ^m 65	7. ^m 78 $\pm$.04 0.87 $\overline{}$	7. ^m 65 $\pm$.03 1.00 $\overline{}$	7. ^m 55 $\pm$.03 1.10 $\overline{}$	7. ^m 46 $\pm$.03 1.19 $\overline{}$	
228	7.62	7.10 $\pm$.04 0.52 $\overline{}$	7.00 $\pm$.03 0.62 $\overline{}$	6.95 $\pm$.02 0.67 $\overline{}$	6.86 $\pm$.03 0.76 $\overline{}$	6. ^m 28 $\pm$.11 1.34 $\overline{}$
283	8.09	7.65 $\pm$.04 0.44 $\overline{}$	7.59 $\pm$.03 0.50 $\overline{}$	7.59 $\pm$.02 0.50 $\overline{}$	7.57 $\pm$.03 0.52 $\overline{}$	
294	8.37	7.17 $\pm$.01 1.20 $\overline{}$	7.02 $\pm$.01 1.35 $\overline{}$	6.96 $\pm$.01 1.41 $\overline{}$	6.84 $\pm$.02 1.53 $\overline{}$	6.09 $\pm$.17 2.28 $\overline{}$

gaben in den Spektralbereichen J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$), K ($2.20 \mu\text{m}$) und L ($3.60 \mu\text{m}$) beruhen in erster Linie auf der Genauigkeit der IR-Standardsterne, während beim M-Filter ($4.80 \mu\text{m}$) die Meßfehler überwiegen. B. Reipurth (Kopenhagen) beobachtete und reduzierte ebenfalls den Stern 294. Die Differenzen zu den Resultaten von Groote und Kaufmann sind kleiner

als deren Fehlerschätzungen (Sterne 174 bis 283). Deshalb enthält Tab. 2.7 die Mittelwerte beider Beobachtungen für Stern 294 und die Standardabweichungen.

In den sechziger Jahren führte Strömgren (1966) ein photoelektrisches System - uvby-Photometrie genannt - mit Filtern mittlerer Breite (18 bis 30nm) ein, um in Verbindung mit H β -Daten Frühtyp-Sterne genauer untersuchen zu können. Da aufgrund der geringeren Filterbreite die Meßzeiten deutlich größer als bei der UBV-Photometrie sind und außerdem die MK-Typen der Programmsterne durch den Katalog von Houk und Cowley (1975) bekannt waren, erschienen Messungen in diesem System nicht sinnvoll. Dennoch ermöglichen vorhandene uvby-Daten anderer Autoren eine unabhängige Kontrolle der Extinktions- und Entfernungsbestimmung (Tab. A.5). Die uvby- und H β -Werte der 23 gemeinsamen Sterne mit den Katalogen von Hauck und Mermilliod (1980) sowie Olsen (1983) sind zusammen mit den daraus ermittelten Ergebnissen für MK-Typ und E(b-y) (Abschn. 5.1.1.2) im Anhang in Tab. A.4 aufgeführt. Anstelle der direkten uvby-Helligkeiten sind die abgeleiteten Farben b-y, $m_1 = (v-b) - (b-y)$ und $c_1 = (u-v) - (v-b)$ angegeben. Bei unverfärbten Sternen ist m_1 ein Maß für den Metallgehalt (Anteil der Elemente schwerer als He) und c_1 entweder ein Indikator für die effektive Temperatur (B-Sterne) oder für die Leuchtkraft (A4 bis G0) (Strömgren, 1966).

3. REDUKTION

Astronomische Messungen werden durch viele Einflüsse (Zeitgänge, Extinktion der Erdatmosphäre, spektrale Instrumenterempfindlichkeit usw.) verändert, so daß erst nach Korrektur und Transformation auf ein Standardsystem ein Vergleich untereinander und mit den Resultaten anderer Autoren möglich ist.

3.1 Reduktion der photometrischen Messungen

Zum Beginn (13.3.1980) und am Ende (8.4.1980) der Meßperiode 1980 wurde der Verstärker (Keithley 18000) mit einer sehr stabilen Stromquelle geeicht. Die daraus berechneten Korrekturfaktoren der Verstärkerstufen (Tab. 3.1) stimmen bis auf 0.2% überein. Da auch die Differenzen zu einer weiteren Eichung am 29.2.1980 sehr gering sind, erfolgte die Auswertung mit den Mittelwerten beider Eichungen (Spalte 5).

Tabelle 3.1: Eichfaktoren für Strommessung 1980^a

Verstärkerstufe	29.2.80 ^b	13.3.80	8.4.80	Mittelwert
10^{-5}	1.000	1.0000	1.0000	1.0000
10^{-6}	1.003	1.0020	1.0020	1.0020
10^{-7}	0.971	0.9749	0.9732	0.9740
10^{-8}	0.974	0.9770	0.9753	0.9761
10^{-9}	1.042	1.0423	1.0421	1.0422
10^{-10}	1.045	1.0446	1.0441	1.0444

a) Korrektur des Signals bei der Verstärkerstufe 10^{-m} auf 10^{-5} ohne Faktor 10^{5-m}

b) Werte von Prof. W. Schlosser

Für die Reduktion der Messungen von Februar 1983 mußte zuerst die Totzeit τ , d.h. die Zeit, während der das Instrument nach einem Impuls keinen zweiten registrieren kann, bestimmt werden. Bei Zählraten von maximal $2.5 \cdot 10^6$ Impulsen/s in B treten bei Nichtberücksichtigung der Totzeit Fehler von bis zu 10% auf. Die Transformation der beobachteten Zählrate n auf den tatsächlichen Wert N läßt sich durch

$$N = n / (1 - \tau n) \quad (3.1)$$

beschreiben. Formt man die Gleichung (3.1) in

$$n/N = 1 - \tau n \quad (3.2)$$

um, dann entspricht die Steigung der Totzeit. Da aber die wahre Zählrate N unbekannt war, berechnete ich mittels der Gleichungen (3.6) aus den UBV-Werten von Standardsternen und ungefähren Transformationskoeffizienten eine erwartete Zählrate N' . Diese weicht von N nur um einen unbekannten Faktor ab, den man aus dem Achsenabschnitt von (3.2) bestimmen kann. Durch die Verwendung von Sternen mit Luftmassen ≈ 1 und $B-V \approx 0.70$ haben Fehler in den Koeffizienten keinen großen Einfluß. Der Mittelwert

$$\tau = (7.08 \pm 0.21) \cdot 10^{-8} / s$$

stimmt mit den üblichen Resultaten überein.

Im Gegensatz zu 1980 war in der Meßperiode 1983 nicht bei jedem Stern auch der Hintergrund registriert worden. Da dieser aber bei schwachen Sternen und insbesondere bei den H β -Messungen von Bedeutung ist, mußten die fehlenden Angaben aus den vorhandenen Daten durch Interpolation rekonstruiert werden. Der Himmelshintergrund erwies sich in zwei Zeitabschnitten (mit und ohne Mondlicht) als konstant, während er sich in der Übergangszeit und in der Dämmerung linear änderte.

Nach diesen Korrekturen folgten aus den Meßwerten F_i die instrumentellen Helligkeiten m_i des Spektralbereichs i

$$m_i = -2.5 \cdot \lg(F_{*,i} - F_{\text{Himmel},i}) + C_i \quad (3.3)$$

Die Konstante C_i verschob die resultierenden Helligkeiten m_i bzw. die Farben $m_i - m_j$ in die Nähe der Standardwerte, was die Kontrolle auf Ausreißer erleichterte. Zusätzlich wurden die zugehörigen Meßfehler für die spätere Mittelung der Ergebnisse bestimmt.

Das gleiche Programm berechnete auch die Luftmasse X , d.h. die von dem Licht durchstrahlte Luftmenge, für jede Sternmessung mittels der Formel

$$X = (1 - 0.0012(1/\cos^2 z - 1))/\cos z \quad (3.4)$$

(Young, 1974). Hierbei ist z die wahre Zenitdistanz des Sterns, die aus

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos(\theta - \alpha) \quad (3.5)$$

folgt. α und δ sind Rektaszension und Deklination des Sterns, θ die Sternzeit der Messung und φ die geographische Breite von La Silla ($\varphi = -29^{\circ}15'26''$). Die übliche Potenzreihe von Hardie (1962) benötigt dagegen die scheinbare Zenitdistanz, die sich von (3.5) um die Refraktion unterscheidet (siehe Young, 1974).

3.1.1 UBV-Daten

Bei der traditionellen Methode der Reduktion photometrischer Messungen (z.B. Hardie, 1962) wird mit verschiedenen Sternen zuerst die Extinktionskorrektur und dann die Transformation der extraterrestrischen instrumentellen Helligkeiten und Farben auf das Standardsystem durchgeführt. Da aber jede Messung eines Standardsterns Informationen sowohl über die Extinktion und als auch über die Farbtransformation enthält, nutzt das übliche Verfahren den Informationsgehalt der Daten nicht vollständig aus. In Anlehnung an Harris et al. (1981) entwickelte ich deshalb ein Programmpaket, das durch multilinenaren Ausgleich aller Standardsternmessungen einer Nacht alle Koeffizienten der Transformationsgleichungen simultan ermittelt.

Zuerst wurde die Nacht mit den meisten Standardsternmessungen (14./15.4.1980) untersucht, um die generelle Form der Gleichungen zu ermitteln. Es ergaben sich

$$\begin{aligned} v-v &= a_0 + a_1 \cdot X + a_2 \cdot (B-V) + a_3 \cdot X \cdot (B-V) + a_4 \cdot \theta \\ b-v &= b_0 + b_1 \cdot X + b_2 \cdot (B-V) + b_3 \cdot X \cdot (B-V) \\ u-b &= c_0 + c_1 \cdot X + c_2 \cdot (U-B) + c_3 \cdot X \cdot (U-B). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Die kleinen Buchstaben bezeichnen darin die gemessenen Hellig-

keiten und die großen die Standardwerte. X und θ sind die Luftmasse (Gleichung 3.4) und die Sternzeit und a_i , b_i und c_i die zu bestimmenden Koeffizienten für V , $B-V$ und $U-B$. Die Koeffizienten mit Index 0 beschreiben den Nullpunkt, die mit den Indizes 1 und 3 den Einfluß der Extinktion und diejenigen mit Index 2 die Farbtransformation. Eine Zeitabhängigkeit zeigte sich wie erwartet nur bei V , da Empfindlichkeitsänderungen in allen Spektralbereichen etwa gleich groß sind und sich deshalb in den Farben weitgehend kompensieren.

Nach einer ersten Reduktion wurden die Residuen gegen verschiedene unabhängige Variable (Zeit, Farben, Luftmasse) aufgetragen, um weitere Abhängigkeiten zu erkennen. Diese zeigten sich aber nur bei $U-B$ (Abb. 3.1). Deutlich erkennt man einen Sprung im Vorzeichen der Abweichungen bei $B-V \approx 0^m.3$, der eine Aufspaltung der $(U-B)$ -Transformation erfordert.

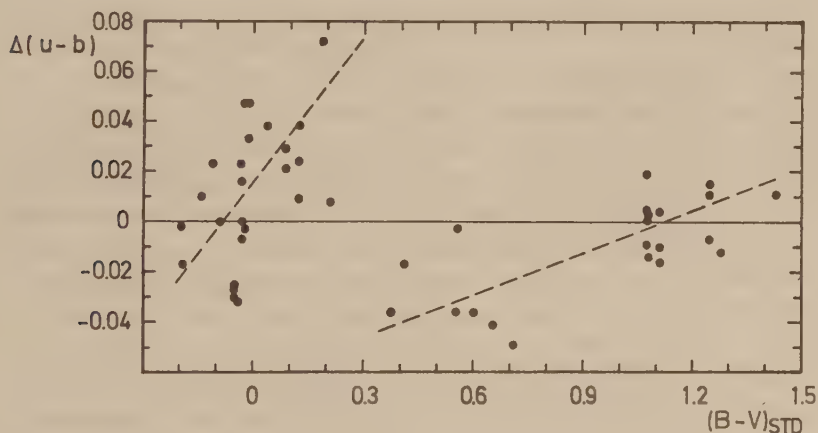


Abb. 3.1: Berechnete (Gleichung 3.6) minus gemessene $(u-b)$ -Werte als Funktion von $B-V$ für die Nacht 14./15.4.1980 nach dem ersten Reduktionsdurchgang

Die genaue Analyse ergab, daß man die Sterne entsprechend ihrer Eigenfarbe $(B-V)_0$ in drei Intervalle $((B-V)_0 < 0^m.31$, $0^m.31 < (B-V)_0 < 0^m.37$, $(B-V)_0 > 0^m.37$) einteilen und getrennt reduzieren muß. Da die Eigenfarbe $(B-V)_0$ der verfärbten Programmsterne bei der Reduktion noch nicht bekannt sein konnte, wurden zu

jedem Programmstern mit $(B-V) > 0^m.31$ zwei $(U-B)$ -Werte (für $(B-V) < 0^m.31$ und $(B-V) > 0^m.37$) berechnet und der richtige nach der Festlegung von $(B-V)_0$ mit dem MK-Typ ausgewählt. Lag $(B-V)_0$ im mittleren Intervall, folgte $U-B$ durch lineare Interpolation.

Die Aufspaltung in mehrere Teilbereiche ist plausibel, da $(U-B)_0$ durch den Balmer Sprung, der die Filter B und U trennt, keine monotone Funktion der Temperatur (Spektralklasse) ist. Im Intervall $0^m.18 < (B-V)_0 < 0^m.40$ ($A6$ V bis $F4/5$ V) verringert sich $(U-B)_0$ im Unterschied zu $(B-V)_0$. Der nichtlineare Effekt wird noch durch die Annahme von Johnson und Morgan (1953), daß die Extinktion der Erdatmosphäre in $U-B$ unabhängig vom Spektraltyp sei, verstärkt. Die Nichtbeachtung dieses Einflusses führt oft zu großen, systematischen Abweichungen und war Anlaß für die Entwicklung genauerer Reduktionsmethoden (siehe z.B. Moffat und Vogt, 1977).

In Abschn. 5.1.1 werden die reduzierten UBV -Farben benutzt, um die Eigenfarben und den photometrischen Spektraltyp der Programmsterne zu bestimmen. Wenn die Aufspaltung in die drei Bereiche falsch ist, sollte sich dies in einer systematisch anderen Klassifikation als der spektroskopischen von Houk und Cowley (1975) zeigen. Tatsächlich liefern aber beide Verfahren für die meisten AF -Sterne $((B-V)_0 > 0^m.0)$ gleiche Werte. Bei den restlichen Sternen sind Verschiebungen zu früheren und späteren Spektralklassen etwa gleich häufig (siehe auch Tab. A.2 und A.5). Nur bei den wenigen Sternen mit $(B-V)_0 > 0^m.4$ ist der photometrische MK-Typ eher etwas später als der spektroskopische. Da ihre Eigenfarben $(B-V)_0$ außerhalb des Sprungbereichs liegen, erscheint die Aufspaltung bei der Transformation als Ursache unwahrscheinlich. Wegen der geringen Zahl kann dies ein zufälliger Effekt sein. Unabhängig davon bestätigt auch Kozok (1982), der seine $(U-B)$ -Daten aus den Jahren 1979/1980 ebenfalls mit dem Bochumer Photometer auf La Silla gewann und für $(B-V) > 0^m.2$ und $< 0^m.2$ getrennt reduzierte, die Aufspaltung.

Nachdem die genaue Form der Gleichungen (3.6) feststand, konnten die Koeffizienten nach Reduktion der übrigen Nächte der Meßperiode 1980 miteinander verglichen werden. Die sekundären Extinktionskoeffizienten (a_3, b_3, c_3) und die Farbterme (a_2, b_2, c_2) erwiesen sich als sehr ähnlich. Da eine tägliche

Änderung unwahrscheinlich ist, wurden für einen zweiten Durchgang entsprechend der Zahl der Standardsternmessungen einer Nacht gewichtete Mittelwerte gebildet. Die Reduktion der Messungen von 1983 verlief wegen der Verwendung der gleichen Filter nahezu identisch.

Tab. 3.2 enthält die bei der Reduktion verwendeten mittleren Koeffizienten für die Extinktionskorrektur und die Farb-

Tabelle 3.2: UBV-Koeffizienten

Parameter	1980 ^{a)}	1983
a_3	-0.005 ± 0.006	-0.004 ± 0.008
b_3	-0.035 ± 0.011	-0.030 ± 0.013
c_3	0.026 ± 0.010	0.012 ± 0.015
a_2	0.079 ± 0.003	0.058 ± 0.002
b_2	0.876 ± 0.004	0.874 ± 0.003
$c_2^{b)}$	1.077 ± 0.019	1.117 ± 0.012
$c_2^{c)}$	1.037 ± 0.017	1.091 ± 0.006
a_1	$0.112 - 0.264$	$0.131 - 0.146$
$\langle a_1 \rangle$	0.152 ± 0.042 0.137	0.140 ± 0.007
b_1	$0.113 - 0.161$	$0.104 - 0.111$
$\langle b_1 \rangle$	0.128 ± 0.016 0.121	0.108 ± 0.004
c_1	$0.263 - 0.333$	$0.284 - 0.293$
$\langle c_1 \rangle$	0.289 ± 0.021 0.280	0.288 ± 0.005

a) zusätzlich Median bei a_1 , b_1 und c_1

b) $(B-V)_{0 \leq 0.31}$ c) $(B-V)_{0 \leq 0.37}$

transformation sowie deren Fehler. Zusätzlich gibt die Tabelle

die Minimal- und Maximal-Werte der für jede Nacht einzeln bestimmten primären Extinktionskoeffizienten (a_1 , b_1 , c_1) und deren Mittelwerte an. Zusätzlich enthält Tab 3.2 Medianwerte für die erste Meßperiode, da am 21. und 22. März 1980 die Extinktion ungewöhnlich groß war. Für die sekundären Extinktionskoeffizienten a_3 in V wurden trotz der relativ großen Standardabweichung von Null verschiedene Werte benutzt, da die Streuung nur auf wenigen Ausreißern beruht und die Daten fast aller Nächte systematisch negativ waren. Außerdem ist wegen der Breite und der Effektivwellenlänge der Filter ein solcher Effekt zu erwarten.

Bei dem Vergleich der reduzierten Daten der Programmsterne aus 5 Nächten von März 1980 mit denen von 1983 zeigten sich Differenzen von bis zu $0^m.04$ in V. Die Ursache sind Lichtverluste durch eine zu kleine Eintrittsblende ($11''$, Tab. 2.2) bei stark variabler Luftunruhe. Wegen der zeitlich ungleichen Verteilung der Standardsternmessungen ließen sich diese Nullpunktverschiebungen, die oft nur zwei Stunden dauerten, anders nicht entdecken. Ihre Realität wird dadurch unterstützt, daß bei einigen Standardsternmessungen, die vorher wie Ausreißer aussahen, die Unterschiede zu den Standardwerten stark abnahmen.

Nach Festlegung aller Korrekturen folgten die Helligkeiten und Farben der Programmsterne im Standardsystem durch Iteration der Gleichungen (3.6). Das Computerprogramm veränderte dazu einen angenommenen Wert im Standardsystem solange, bis die Abweichung |Messung-Rechnung| $< 0^m.005$ war. Abschließend faßte ein weiteres Programm alle Messungen eines Sterns zusammen und bildete aus ihnen ein nach den Meßfehlern gewichtetes Mittel. Die Ergebnisse sind im Anhang in den Tabellen A.1 ('Standardsterne') und A.2 ('Programmsterne') aufgeführt.

3.1.2 H β -Daten

Bei der Reduktion der H β -Daten wurden zuerst die beiden Messungen mit dem schmalen Filter F_{β_s} (Abschn. 2.1.2) entsprechend ihren Fehlern gewichtet gemittelt. Mit der Messung im breiten Filter F_{β_b} folgte dann die H β -Helligkeit

$$m_{\beta} = \beta' = -2.5 \cdot \lg(\langle F_{\beta_s} \rangle / F_{\beta_b})$$

im Instrumentensystem und mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz der zugehörige Fehler. Dieser ist nicht nur wichtig für die Mittelung mehrerer Messungen sondern auch für die Abschätzung der Genauigkeit der absoluten Helligkeiten M_V der Programmsterne (Kap. 5).

Extinktion und Zeitgänge der Instrumentenempfindlichkeit beeinflussen die $H\beta$ -Werte kaum, da beide Filter nahezu die gleichen effektiven Wellenlängen haben (Tab. 2.1) und die Messungen unmittelbar nacheinander geschahen. Andererseits erstrebt man eine höhere Genauigkeit als bei der UBV-Photometrie (Abschn. 5.1.1.3), so daß kleine Einflüsse von Bedeutung sein können. Trotz dieser Anforderung erwies sich die Reduktion mit der linearen Transformation

$$\beta' = a_0 + a_1 \cdot \beta_{\text{Std}} \quad (3.7)$$

als ausreichend genau.

Wie bei UBV wurden als erste die Daten vom 14./15.4.1980 reduziert, da diese Nacht auch die meisten Messungen (17) von $H\beta$ -Standardsternen enthielt. $H\beta$ ist bei der Spektralklasse A2 maximal (siehe z.B. Crawford, 1979). Dies kann nichtlineare Effekte bewirken, die sich oft nur durch eine getrennte Reduktion der B- und AF-Sterne beseitigen lassen. Eine solche Aufspaltung war aber nicht nötig, weil die separat nach Spektralklassengruppen bestimmten Koeffizienten a_0 und a_1 im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmten.

Wegen der geringen Zahl von Standardsternmessungen in den übrigen Nächten der Meßperiode 1980 wurden die Daten dieser Nächte zuerst linear auf die β' -Werte der Nacht 14./15.4.1980 transformiert. Bei unveränderten Filtereigenschaften müßte sich eine Steigung von 1 ergeben. Waren die Koeffizienten verschiedener Nächte nahezu gleich, wurden ihre Messungen zusammengefaßt und gemeinsam reduziert. Bis auf die drei Nächte vom 30.3. bis 1.4. hatten alle Nächte die gleiche Steigung. Eine Ursache für die Abweichung ist nicht bekannt. Da aber die Koeffizienten der drei Nächte untereinander sehr ähnlich waren, erschien eine andere Steigung, vielleicht hervorgerufen durch Kippung eines der Interferenzfilter, nicht unwahrscheinlich. Die sonstigen Unterschiede traten wie erwartet nur in den Nullpunkten auf (Tab. 3.3).

Tabelle 3.3: H β -Parameter

Datum	Nullpunkt a_0	Steigung a_1	Kommentar
16.3.80	0.2324	0.6298	Gang in a_0
21.3.80	0.2278	0.6298	Gang in a_0
22.3. - 29.3.80	0.2278	0.6298	Sprung in a_0 am 22.3.
30.3. - 1.4.80	0.1418	0.6612	
14.4.80	0.2224	0.6298	
19.2. - 23.2.83	0.2380	0.6312	Sprünge in a_0 am 19.2. und 23.2.

Schwierigkeiten bei der Reduktion der Messungen von 1983 bereiteten die geringe Zahl von beobachteten Standardsternen und Sprünge des Nullpunkts um 0.003 in 2 Nächten. Das erste Problem ließ sich durch die Hinzufügung sekundärer Standardsterne vermindern. Dazu wurde der Katalog von Hauck und Merrill (1980) nach H β -Werten von UBV-Standardsternen wie auch Programmsternen, die in beiden Meßperioden beobachtet worden waren, durchsucht. 5 Sterne (JM 59, E 6091 und die Programmsterne 51, 191 und 244) erwiesen sich als geeignet, d.h. die reduzierten Werte von 1980 wichen um höchstens 0.0016 von den Katalogangaben ab.

Die Zeitpunkte und Größe der Sprünge folgten aus dem Vergleich der gemeinsamen Programmsterne beider Meßperioden sowie aus der Differenz aller Wiederholungsmessungen eines Sterns in der Nacht zur jeweils ersten Messung. Den Sprung in der Nacht 19./20.2.1983 verursachte die Kollision des Photometers mit einer Leiter. Ein Grund für die Änderung am 21./22.2.1983 konnte nicht gefunden werden.

Alle Nächte von 1983 haben die Steigung

$$\langle a_1 \rangle_{1983} = 0.6312,$$

welche das Ergebnis von 1980 nur um 0.0014 übersteigt. Dennoch wurden die unterschiedlichen Steigungen beibehalten, da sich Interferenzfilter durch Alter und Temperaturunterschiede ändern können.

Bei der abschließenden gewichteten Mittelung blieben Daten unberücksichtigt, wenn entweder eine signifikante Störung (z.B. Wind oder Identifikationsfehler) bekannt war oder wenn sie um mehr als das Dreifache ihres Meßfehlers vom Mittelwert abwichen. In Zweifelsfällen halfen Katalogdaten und der MK-Typ bei der Entscheidung. Die Endwerte findet man im Anhang in den Tabellen A.1 und A.2.

3.2 Reduktion der spektrophotometrischen Messungen

3.2.1 Scanner-Messungen

Die Reduktion von Scanner-Daten durch den Relativanschluß an Standardsterne war Gegenstand mehrerer Arbeiten (z.B. Kiehling, 1980, und Kaiser, 1984). Unterschiede zu diesen Arbeiten beruhen auf den atmosphärischen und technischen Bedingungen während der Beobachtungszeit und einem neuen Verfahren der Bestimmung der Empfindlichkeitsfunktion. Der Ablauf der Reduktion ist in Abb. 3.2 als Flußdiagramm dargestellt.

3.2.1.1 Wellenlängeneichung und Hintergrundsubtraktion

Das Spiel in der Antriebsspindel des Gitters bewirkt eine Abweichung der tatsächlichen von der gewünschten Anfangswellenlänge (Wellenlänge von Kanal 1) und eine Verschiebung von Hin- und Rücklauf, d.h. gleiche Kanalnummern haben nicht die gleiche Wellenlänge. Die Verschiebung ergab sich aus dem Maximum der Kreuzkorrelation von Hin- und Rücklauf. Die Genauigkeit dieser Methode hängt von der Strukturvielfalt im jeweiligen Spektrum ab, so daß die Angaben für den U-Bereich vor dem 29.4.1980 (320 bis 380nm) relativ unsicher sind. In der Regel lagen die Ergebnisse nahe beim üblichen Wert von 0.25 Kanälen.

Mit der Verschiebung interpolierte ein Computerprogramm die Daten des Rücklaufs parabolisch auf die Positionen der Hinlaufkanäle und mittelte beide Scans. Das Spektrum wurde dann durch Division mit einer Ausgleichskurve (Spline) der Kontinuumswerte auf 1 normiert. Dies erleichterte die Identifikation von Linien auch in Bereichen geringen Flusses. Ausgehend



Abb. 3.2: Flußdiagramm der Scanner-Reduktion. Die gestrichelt umrandeten Reduktionsschritte erfolgten mit Computer-Programmen von Dr. R. Kiehling.

von der gewünschten Anfangswellenlänge aus dem Meßkopf und der Dispersionskurve des Scanners (Kiehling, 1980) berechnete das Programm die Wellenlängen signifikanter Minima (Linien) aus den zugehörigen Kanalnummern und verglich sie mit einer Liste von Standardlinien. Sofern die Differenz kleiner als ein festgelegter Betrag war, wurden die Linien als identifiziert betrachtet. Mit einer neuen, benachbarten Anfangswellenlänge wiederholte das Programm diese Prozedur solange, wie die Zahl identifizierter Linien zunahm. Als tatsächliche Anfangswellenlänge galt dann diejenige mit den meisten Identifikationen,

deren genauer Wert aus dem Mittelwert der Extrapolationen der Linien auf Kanal 1 folgte.

Da es für $\lambda_{370\text{nm}}$ bei den untersuchten Sternen keine markanten Linien gibt, mußte bei Messungen vor dem 29.4.1980 im U-Bereich der Meßkopfwert übernommen werden. Dies war insofern gerechtfertigt, da die Änderungen der Anfangswellenlänge im blauen und roten Spektralbereich fast nie größer als 0.4nm waren (bei einer Auflösung von 1nm) und selbst stärkere Abweichungen durch den glatten Verlauf des Balmer-Kontinuums sich kaum auswirkten hätten. Deutlichere Differenzen fanden sich nur bei den Messungen aus Mai 1980, die um etwa 1nm (um 3nm am 11./12.5.1980) von dem Meßkopfwert abwichen. Dies beruht auf einer anderen Festlegung des Nullpunkts der rechnerinternen Dispersionskurve.

Die Ermittlung des Himmelshintergrundes beruht auf den Daten zweier Meßverfahren. Entweder wurde der Scanner bei einer bestimmten Wellenlänge angehalten und die Impulsrate direkt vom Zähler abgelesen oder der Hintergrund wurde wie ein Sternspektrum registriert. Messungen mit beiden Methoden wurden sowohl mit geschlossener (Dunkelstrom) als auch offener Eintrittsblende (Himmelshintergrund) durchgeführt.

Ein weiteres Programm berechnete dann getrennt für Hin- und Rücklauf die Mittelwerte und Standardabweichungen, wobei stark abweichende Kanäle ($>4\sigma$) bei einem zweiten Durchgang unberücksichtigt blieben. Spektren des Himmelshintergrundes teilte das Programm in maximal 12 Teilintervalle von mindestens 10nm Größe auf, um mögliche wellenlängenabhängige Variationen festzustellen.

Wegen eines fehlerhaften Diskriminators, der die Dunkelstromimpulse nur unzureichend unterdrückte, war der Hintergrund des Multipliers im April 1980 relativ hoch und stark variabel. Dagegen betrug der Anteil des Himmelsstreulichts nur etwa 5 bis 15 Impulse/s. Bei einigen Messungen des Himmelshintergrundes im roten Spektralbereich zeigten sich außerdem Gänge. Da diese Variation aber klein gegen den Mittelwert des Hintergrunds war, unterblieb eine Korrektur bei der Reduktion.

Von Bedeutung war der Hintergrund bei den Programmsternen besonders im ultravioletten Spektralbereich. Daher wurde er bei Sternen mit $V > 8^m$ zusätzlich aus der gemessenen Zählrate

für $\lambda < 330\text{nm}$ abgeschätzt. Bei diesen Wellenlängen kann man annehmen, daß durch die starke atmosphärische Extinktion und die geringe Instrumentenempfindlichkeit (Abb. 3.7) das Meßsignal nahezu vollständig vom Dunkelstrom stammt.

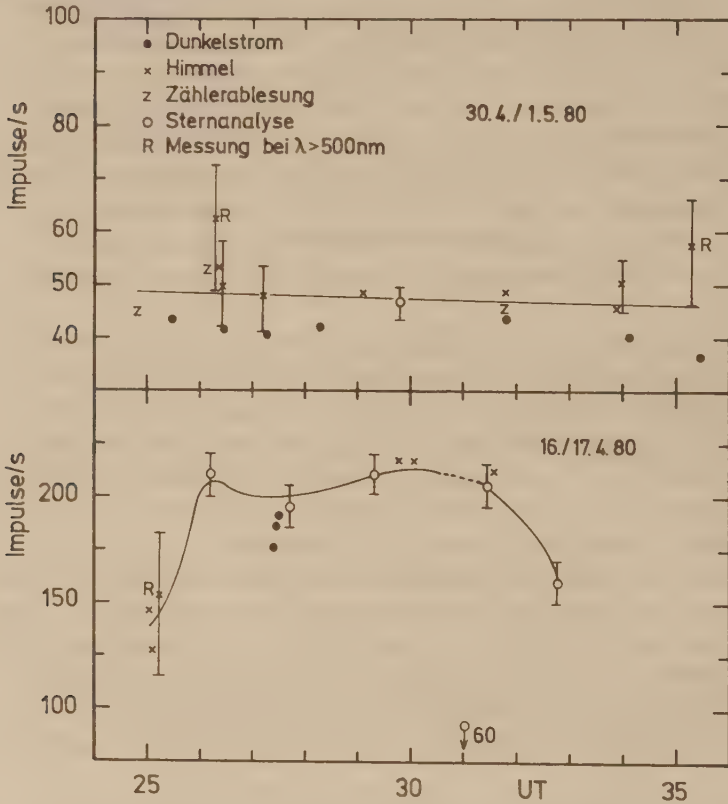


Abb. 3.3: Variation des Hintergrundes für zwei typische Beobachtungsnächte

Alle Daten über den Hintergrund (Spektren von Dunkelstrom und Himmel, Zählerablesungen und Obergrenzen aus Sternspektren) wurden mit ihren Fehlern in Diagramme eingetragen (Abb. 3.3) und durch Freihandkurven, die den Gang des Gesamthintergrundes in B beschreiben, ausgeglichen. Tab. 3.4 enthält die angenommenen Hintergrundwerte aller Beobachtungsnächte.

Tabelle 3.4: Daten für Scanner-Reduktion

Datum	Hintergrund (Impulse/s)	Dunst-Extinktion A_0 α	
11.3.80	49.0 53.5 in R	0.0042 (=Std.-Werte)	-0.81
15.4.80	100, Gang	Std.-Werte	
16.4.80	150 - 200 Gang	Std.-Werte	
21.4.80	46 - 63 Gang	0.035	-0.81
24.4.80	83 102 in R	Std.-Werte	
29.4.80 ^{a)}	40 - 50 Gang	0.035	-1.00 $\alpha < 16.3^h$
		0.016	-1.00 $\alpha \geq 16.3^h$
30.4.80	49, 59 in R	0.016	-1.00
2.5.80	48, 56 in R	0.01	-1.50
7.5.80	45	0.02	-0.81
10.5.80 ^{a)}	42	Std.Werte $\alpha < 16^h$	
		0.025	-1.00 $\alpha \geq 16^h$
11.5.80	44	0.015	-0.81

a) Aufteilung der Extinktionsparameter nach Rektas-
zensionsbereichen (siehe Text)

3.2.1.2 Atmosphärische Extinktion

Für eine korrekte Bestimmung der atmosphärischen Extinktion ist es zweckmäßig, die Beiträge ihrer Komponenten zu untersuchen, weil sich dadurch fehlerhafte Messungen leichter ausschließen lassen. Die Anpassung an Ausgleichsfunktionen vermindert den Einfluß des Rauschens. Nach Hayes und Latham (1975) setzt sich die Gesamtextinktion $A(\lambda, h)$ bei einer Beobachtungshöhe h aus der Dunst- oder Aerosol-Streuung $E_A(\lambda, h)$, der Rayleigh-Streuung der Moleküle $E_R(\lambda, h)$ und der Absorption des Ozons $E_{O_3}(\lambda)$ zusammen:

$$A(\lambda, h) = E_A(\lambda, h) + E_R(\lambda, h) + E_{O_3}(\lambda). \quad (3.8)$$

Zusätzlich findet man im untersuchten Spektralbereich noch geringe Extinktionsbeiträge von Wasserdampf (717-733nm, 813-835nm) und molekularem Sauerstoff (687-695nm, 759-768nm). Diese Banden sind aber recht schmal und liegen in einem Spektralbereich, der für die spätere Analyse von geringer Bedeutung war. Deshalb reichte eine Löschung der entsprechenden Meßwerte.

Führt man in Gleichung (3.8) die Beziehungen von Hayes und Latham (1975) entsprechend der Höhe von La Silla ($h=2359m$) ein, erhält man in Anlehnung an Gutiérrez-Moreno et al. (1982)

$$A(\lambda) = A_0 \cdot \lambda^{-\alpha} + 0.0071 \cdot \left[\frac{(n-1)\lambda}{(n-1)_{1\mu m}} \right] \cdot \lambda^{-4} + 1.11 \cdot T_{O_3} \cdot k_{O_3}(\lambda) \quad (3.9)$$

für die Extinktion in Größenklassen pro Luftmasse. Dabei ist λ die Wellenlänge in μm , A_0 und α Faktor und Exponent der Aerosolextinktion, n der Brechungsindex der Luft bei λ , T_{O_3} die Dicke der Ozonschicht und $k_{O_3}(\lambda)$, der Absorptionskoeffizient von Ozon pro $atmo \cdot cm^*$). Für $k_{O_3}(\lambda)$ übernahm ich im Bereich $\lambda > 370nm$ die Tabellenwerte von Gast (1960) und für $\lambda < 370nm$ die empirische Funktion

$$k_{O_3}(\lambda) = \ln 10 \cdot \exp(\ln 10 \cdot (17.58 - 56.4 \lambda))$$

nach Allen (1963).

Die Rayleigh-Extinktion hängt nur schwach von Änderungen der Temperatur und des Drucks ab, so daß sie kaum um mehr als 1% variiert (Gutiérrez-Moreno et al., 1982, Tab. II). Man kann sie daher als konstant ansetzen und gemäß Gleichung (3.9) berechnen.

Der Ozon-Gehalt der Atmosphäre ist eine Funktion des geographischen Ortes und der Jahreszeit. Außerdem können irreguläre tägliche Schwankungen von 100% auftreten, die aber aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit von $k_{O_3}(\lambda)$ vor allem bei $\lambda < 330nm$ wirksam sind. Deshalb konnte $T_{O_3} = 0.21 atmo \cdot cm$ benutzt werden, ohne daß dies bei der Extinktionsbestimmung Probleme bereitete. Der Wert entspricht den Angaben von Allen (1963) für März/Mai und die geographische Breite von La Silla und

*) Dicke der Schicht unter Normalbedingungen in cm

deckt sich mit den Meßergebnissen von Gutiérrez-Moreno et al. (1982) für das nur ca. 100km entfernte Observatorium Cerro Tololo.

Somit blieben als einzige frei bestimmbare Größen die Dunstparameter A_0 und α . Tüg (1978) hatte unter idealen atmosphärischen Bedingungen für La Silla die Werte

$$A_0 = 0.0042 \quad \alpha = +0.81$$

erhalten, die im folgenden als Standardwerte für die Dunstextinktion gelten.

In jeder Beobachtungsnacht wurden Standardsterne bei verschiedenen Luftmassen im Bereich von 1.0 bis etwa 2.0 gemessen. Beträgt die Helligkeit eines Sterns $m_1(\lambda)$ bei der Luftmasse X_1 und $m_2(\lambda)$ bei X_2 ($X_1 < X_2$) und der Wellenlänge λ , so lautet die Gesamtextinktion pro Luftmasse

$$A(\lambda) = (m_1(\lambda) - m_2(\lambda)) / (X_1 - X_2). \quad (3.10)$$

Die instrumentellen Helligkeiten $m(\lambda)$ jedes Kanals folgten nach Korrektur der Verschiebung und der Anfangswellenlänge gemäß Gleichung (3.3). Die Daten von Hin- und Rücklauf wurden gemittelt und in Intervalle von 2.5nm ($\lambda < 500\text{nm}$) und 5.0nm Breite zusammengefaßt, um das Rauschen zu verringern. Nach Abzug von Rayleigh-Streuung und Ozonabsorption bestimmte dann ein Programm durch nichtlinearen Ausgleich der Beziehung (3.9) die noch freien Dunstparameter A_0 und α . Abb. 3.4 zeigt ein Beispiel einer Extinktionskurve.

Zu kleine Eintrittsspalte verursachten bei mehreren Spektren Lichtverluste von einigen 0^m01. Außerdem war das Rauschen bei einigen sehr hellen Standardsternen durch die geringe Zahl der Scans relativ hoch. Durch Vergleich mit der Standardextinktion und der Kurven einer Nacht untereinander konnten diese Störeffekte deutlich verkleinert werden. Die endgültigen Parameter für die Dunstextinktion sind ebenfalls in Tab. 3.4 aufgeführt.

3.2.1.3 Empfindlichkeitskurven

Tüg (1978) gibt in seiner Arbeit die extraterrestrische Helligkeit $m_p(\lambda)$ pro Frequenzeinheit für $320 \leq \lambda \leq 880\text{nm}$ in Schritten von 5nm an, wobei er die Bereiche des Balmersprungs (375-400nm) und der Balmerlinien ausspart. Die Empfindlich-

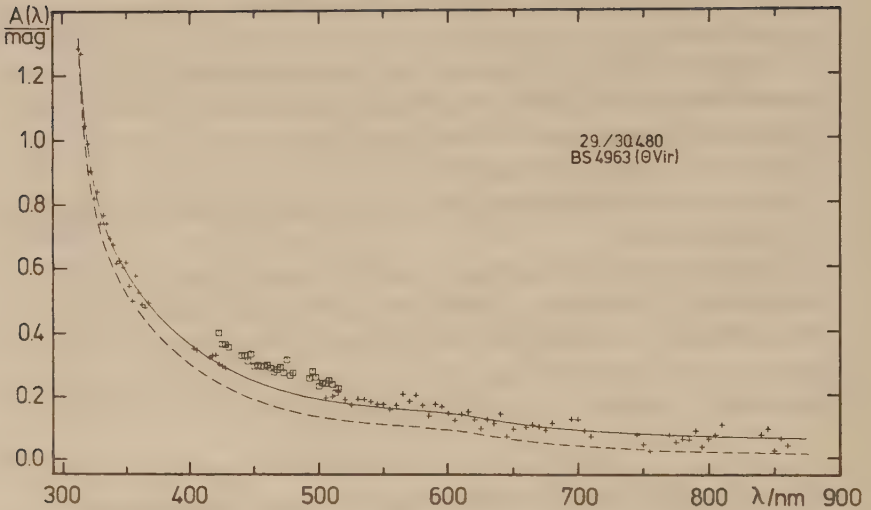


Abb. 3.4: Gesamtextinktion $A(\lambda)$ als Funktion der Wellenlänge. Durchgezogene Kurve: angepaßte Beziehung (3.9) mit $A_0=0.050$ und $\alpha=0.31$ ohne blauen Spektralbereich (Quadrate). Gestrichelte Kurve: Standardextinktion für La Silla nach Tüg (1978).

keitsfunktion des Scanners ändert sich wegen der notwendigen Filter zur Trennung der Ordnungen aber gerade stark im Balmer-sprung, so daß hier zusätzliche Daten wünschenswert sind. Außerdem sollten die Spektren für einen besseren Anschluß an die IUF-Spektren möglichst auch bei Wellenlängen kleiner als 320nm geeicht sein. Bei 4 Standardsternen mit Spektraltypen früher als B4 wurden durch Inter- und Extrapolation zusätzliche Werte, die nicht durch starke Linien gestört sind, ermittelt (Tab. 3.5). Aufgrund des glatten Kontinuums ergaben sich bei { Pup (05 Iaf) auch Daten im Balmer-sprung bei 375 und 385nm (Abb. 3.5).

Die Genauigkeit der ergänzten Werte läßt sich an zwei Punkten erkennen. Zum einen streuen sie weder bei den Empfindlichkeitskurven (Abb. 3.7) noch bei den Standardsternen (Abb. 4.1) stärker als die Daten von Tüg (1978). Zum anderen stimmen sie

Tabelle 3.5: Ergänzte Standardsternwerte $m_v(\lambda)$

λ/nm	ζPup	τSco	ηHya	αPav
310	-0.995	-0.835	-0.348	-0.338
315	-0.952	-0.805	-0.320	-0.312
375	-0.621			
385	-0.595			
400	-0.560			
430	-0.440	-0.440	-0.399	-0.418

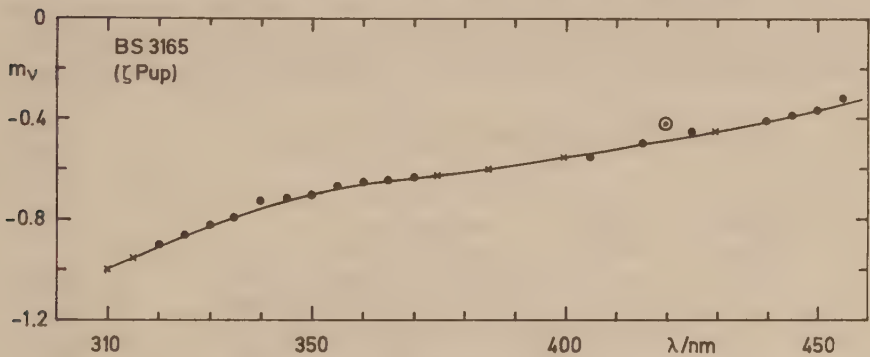


Abb. 3.5: Bestimmung zusätzlicher Daten $m_v(\lambda)$ (Kreuze) bei ζPup durch Inter- und Extrapolation mittels einer Freihandkurve ohne den abweichenden Wert bei 420nm (Kreis)

bei ζPup sehr gut mit Modellrechnungen überein. Nach Kaiser (1984) läßt sich das Kontinuum im Bereich 340-650nm mit einem Modell von Kurucz (1979), das die Parameter ($T_{\text{eff}}=35000\text{K}$, $\lg(g/\text{cm/s}^2)=3.5$) hat, beschreiben. Für $\lambda > 370\text{nm}$ sind die Differenzen $|\text{Wert}_{T_{\text{Üg}}}-\text{Modell}|$ kleiner als $0^{\text{m}}02$. Bei kürzeren Wellenlängen steigen sie bis $0^{\text{m}}06$ ($\lambda=310\text{nm}$) an, was möglicherweise auf einer unzureichenden Streulichtkorrektur bei $T_{\text{Üg}}$ oder einem nicht völlig zutreffenden Modell beruht. Auch in diesem Spektralbereich liegen die extrapolierten Werte aber genau im Trend der Abweichung.

Mit diesen Daten folgten die Empfindlichkeitskurven $E(\lambda)$ aller Standardsternmessungen als Differenz der instrumentellen extraterrestrischen Helligkeiten $m_s^0(\lambda)$ nach Gleichung (3.3) zu den geeichten Werten $M_s(\lambda)$ (Tüg, 1978)

$$E(\lambda) = m_s^0(\lambda) - M_s(\lambda). \quad (3.11)$$

$M_s(\lambda)$ und $m_s^0(\lambda)$ sind so normiert, daß sie und damit $E(\lambda)$ bei $\lambda_0 = 555.6 \text{ nm}$ den Wert 0.0 haben.

Die Empfindlichkeitskurven wie auch die Differenzen der Normierungshelligkeit $m_s^0(555.6)$ zu dem V-Wert des jeweiligen Sterns (Tab. 2.4) wurden miteinander verglichen, um ähnliche Kurven (Gruppen) und Ausreißer zu finden. Da die Messungen zum Teil über einen Monat auseinanderlagen und der Multiplier mit verschiedenen Hochspannungen betrieben worden war, mußten die

Tabelle 3.6: Empfindlichkeitsgruppen

Nr.	Datum	Bemerkungen
1	11.3.80	Hochspannung: 1330V Diskriminator: 110mV
2	15.+16.4.80	ein Monat später
3	21.4.80	Hochspannung: 1400V Diskriminator: 110mV
4	24.4.80	Std.-Extinktion angenommen
5	29.+30.4.80	neues U-Filter
6	2., 7., 10. +11.5.80	Nur 109Vir und ϵ Agr als Standardsterne benutzt

Empfindlichkeitskurven in 6 Gruppen aufgeteilt werden (Tab. 3.6). Zur Kontrolle wurde in jeder Gruppe ein Standardstern, der möglichst ohne Lichtverlust und bei geringer Luftmasse gemessen worden war, ausgewählt und seine Differenz $\Delta E(\lambda)$ zu den übrigen Sternen der Gruppe bestimmt. In der Regel zeigten sich nur wellenlängenunabhängige Lichtverluste, die sich durch Addition einer Konstanten korrigieren ließen. Die Korrekturen betrugen höchstens 0.09, in der Regel 0.02 bis 0.05.

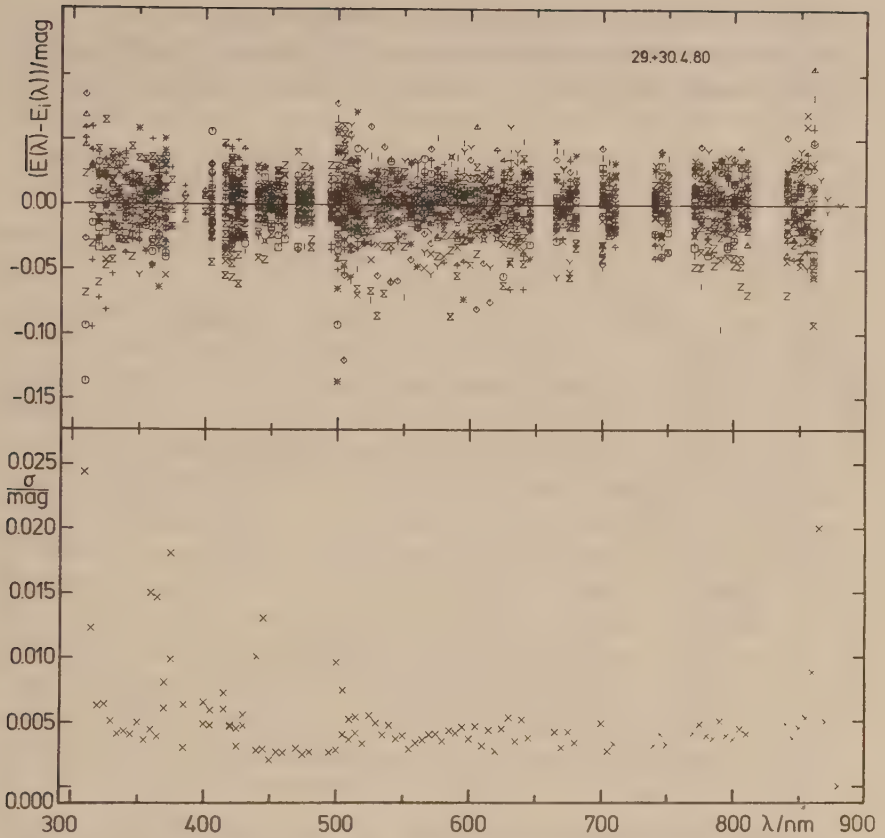


Abb. 3.6: Abweichungen der Empfindlichkeitskurven vom 29. und 30.4.1980 vom Mittelwert $\bar{E}(\lambda)$ (oben) und seine Standardabweichung σ

Die Unterschiede zur mittleren Kurve übersteigen selten 0,05 (Abb. 3.6). Diese Genauigkeit reicht für die weiteren Untersuchungen aus, da die gemittelte Funktion durch die Verwendung mehrerer Standardsterne noch genauer ist und die zufälligen Fehler bei den Programmsternen im allgemeinen deutlich größer sind.

In einem zweiten Schritt wurden die gemittelten Empfindlichkeitskurven der Gruppen untereinander verglichen, um weitere Möglichkeiten zur Zusammenfassung zu entdecken und um bei

Gruppen, die keine Messungen von ζ Pup enthalten (z.B. 15.+16.4.80), den Verlauf im Bereich des Balmersprungs genauer zu bestimmen. Es zeigte sich, daß im blauen Spektralbereich die Kurve vom 21.4. und im Roten die vom 21. und 24.4. mit denjenigen der Gruppe 5 (29.+30.4.) gemittelt werden konnten. Abb. 3.7 präsentiert die endgültigen Empfindlichkeitsfunktion-

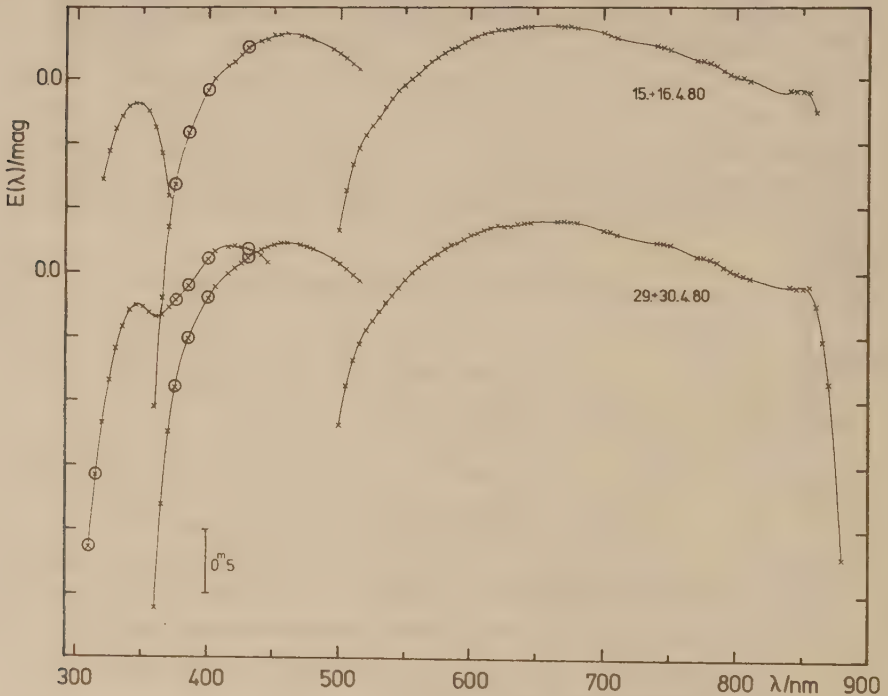


Abb. 3.7: Mittlere Empfindlichkeitskurven zweier Nachtgruppen. Für eine bessere Darstellung sind die Daten um $1^{\text{m}}.5$ in der Ordinate verschoben. Ergänzende Standardwerte sind mit Kreisen markiert.

nen der Gruppen 2 (15.+16.4.) und 5. Man beachte die unterschiedliche Form im UV-Bereich, die durch den Wechsel der Sperrfilter (15.+16.4.: $\text{UG11}+\text{CuSO}_4$, 29.+30.4.: $\text{CoCl}_2+\text{CuSO}_4$) entstand. Die Ausgleichskurve ist ein kubischer Spline, der für den Relativanschluß von Zwischenwerten benötigt wird. Sei-

ne Abweichung von der Empfindlichkeitseichung (Kreuze) ist fast immer kleiner als 0^m03 . Tests zeigten, daß ohne die ergänzten Standardwerte im Balmersprung Fehler von bis zu 0^m2 aufträten.

3.2.1.4 Relativanschluß

Die Umformung der Gleichung (3.11) in

$$M(\lambda) = m(\lambda) - E(\lambda),$$

beschreibt den Relativanschluß der Programmsterne an das durch die Standardsterne definierte System. Wegen der unterschiedlichen nominellen Auflösungen der Meßperioden März/April und Mai 1980 sowie in 1. und 2. Ordnung (Abschn. 2.2.1) wählte ich beim Relativanschluß für den gesamten optischen Spektralbereich 2nm als festen Wert. Dies erleichterte den Vergleich beider Meßserien und die Verknüpfung der Ordnungen. Durch das dreieckförmige Meßprofil ist die tatsächliche Auflösung des Scanners aber kleiner als der eingegebene Wert, erkennbar an den unterschiedlichen Linientiefen bei $\lambda < 500\text{nm}$ für ϵ_{Aqr} in Abb. 4.1b. Bei der Bestimmung der interstellaren Extinktion hat dies über die Auswahl der richtigen Vergleichssterne (Abschn. 5.2.1) allenfalls nur indirekten Einfluß.

Probleme beim Relativanschluß verursachten Lichtverluste in einzelnen Spektralbereichen, die durch zu kleine Eintrittsspalte bzw. Bewegungen des Sterns in der Blende während der Messung (oft länger als 30^m) entstanden. Außerdem verringerte der hohe Dunkelstrom die Genauigkeit der Ergebnisse bei den Programmsternen besonders im UV. Hier lag das Verhältnis von Signal zu Hintergrund oft kaum über 1, während es bei den Standardsternen fast nie kleiner als 20 war.

Die reduzierten Helligkeiten $M(\lambda)$ wurden in den Überlappungsgebieten der 3 Spektralbereiche untereinander sowie mit UV-Daten verglichen, um die Lichtverluste zu bestimmen und zu korrigieren. Dazu wurden aus Spektren von Standard- und Vergleichssterne die Wellenlängen ermittelt, bei denen $M(\lambda)$ gleich den B- und U-Helligkeiten ist, sofern man die Helligkeiten $M(\lambda)_{\text{B-UV}}$ eines Sterns mit $(B-V)_0 = 0^m0$ und $(U-B)_0 = 0^m0$ bei diesen Wellenlängen addiert:

	B	U
λ /nm	420	375
$M(\lambda)_{\text{AOV}}$	0.90 ± 0.02	-0.13 ± 0.01

Die Differenzen $|M(B)-B|$ betragen höchstens 0.05. In U sind die Abweichungen größer, da die effektive Wellenlänge genau am Rande des Balmersprungs liegt und dort kleine Wellenlängenänderungen zu starken Helligkeitsunterschieden führen.

Die Programmsterne 283 und 294 wanderten während der Messung im blauen Spektralbereich aus dem Spaltzentrum heraus und verloren wegen der atmosphärischen Dispersion unterschiedlich viel Licht in den einzelnen Kanälen. Dieser Fehler ließ sich durch eine linear anwachsende Korrektur beseitigen.

Als letzter Reduktionsschritt wurden stark abweichende Meßwerte (vermutlich Störungen durch die kosmische Strahlung) sowie die Bereiche der atmosphärischen Banden (Abschn. 3.2.1.2) gelöscht und alle Scans eines Sterns gemittelt.

3.2.2 IUE-Daten

Der Beobachter erhält die Daten seiner IUE-Spektren mit niedriger Auflösung (low dispersion) in 5 Dateien (files), die auf Magnetbändern abgespeichert sind. Die erste Datei ist das von der Fernsehkamera des Spektrographen aufgenommene Originalbild, die zweite bis vierte sind Zwischenstufen der Reduktion und die fünfte enthält das eigentliche Spektrum. Diese letzte Datei hat 7 Abschnitte (records), die Steuerdaten (Zahl der Datenpunkte, Bildnummer etc.) sowie Angaben zur Datenqualität, zu den Wellenlängen (nicht äquidistant) und zum Hintergrund enthalten, unterteilt. In Record 6 befindet sich das vom Hintergrund befreite Sternspektrum.

Die Reduktion von IUE-Daten verlangt einen großen Rechenaufwand, da z.B. bei jedem der 768×768 Punkte des Originalbildes eine nichtlineare Intensitätstransformation durchgeführt werden muß. Deshalb wird der größte Teil der Reduktion in den jeweiligen Bodenstationen vorgenommen und in der Regel genügt es, nur die Daten des File 5 weiterzuverarbeiten. Die Spektren des ESA-Katalogs (Heck et al., 1984) liegen schon absolut erreicht mit einer Auflösung von 0.2nm im Bereich von 115.3 bis

320.1 nm vor. Deshalb mußten nur die Spektren der Programmsterne und geeigneter Vergleichssterne aus dem NASA-Katalog (Wu et al., 1983) geeicht und auf das ESA-Format gebracht werden.

Dazu wurden die Spektraldaten zuerst parabolisch auf die Wellenlängen des ESA-Katalogs interpoliert und mit der Kurve der Absolutleuchung Bohlin und Holm (1980) und den Belichtungszeiten die spektrale Verteilung ihrer Strahlungsflüsse berechnet. Ein Problem bei langbelichteten IUE-Spektren wie den Programmsternen ist die starke Ly α -Emission des Wasserstoffs in der Geokorona (siehe Programmsterne 174 und 294 in Abb. 4.3). Die bisherigen Versuche, diesen Beitrag zu subtrahieren, waren nicht erfolgreich. Deshalb wurden die gestörten Meßwerte nur markiert, um sie bei der Berechnung der Extinktionskurven auszublenden. Weiterhin kennzeichnete das Programm alle Spektralelemente, die durch die festen Marken in der Faseroptik, welche den UV-Konverter mit der Bildverstärkerröhre der Fernsehkamera verbindet, beeinträchtigt waren. Die Vergleichsmarken benötigt man für die geometrische Entzerrung.

Einige Bilder enthalten Messungen sowohl mit der großen ('Large APerture') als auch der kleinen Blende (Small APerture'). Obwohl bei der kleinen Blende ein variabler, in der Regel unbekannter Lichtverlust auftritt, hat dieses Verfahren den Vorteil, daß auf einem Bild verschiedene Teile eines Spektrums optimal belichtet werden können und man Übertragungszeit spart. Da der Lichtverlust nahezu wellenlängenunabhängig ist, läßt er sich durch Division mit dem Spektrum, das mit der großen Blende gewonnen wurde, berechnen. Die Mittelung beider Spektren beseitigt dann einen Großteil der gestörten Daten, wie man am Beispiel von HD 38206 erkennen kann (Abb. 3.8).

Der letzte Reduktionsschritt verknüpfte den kurzwelligen (SWP) mit dem langwelligen Spektralbereich (LWR). Das Überlappungsintervall (189-197nm) gibt die Möglichkeit, die Genauigkeit der Eichung zu überprüfen. Oft waren die SWP-Werte der Messungen mit großer Blende einige Prozent größer als die der LWR-Spektren. Dennoch blieben die Daten unverändert, da die Differenzen noch im Bereich der Streuung lagen und die Kontinua beider Spektren gut aufeinander zuliefen (Abb. 3.8). Eine mögliche Ursache könnte ein kleiner Fehler in der Eichkurve

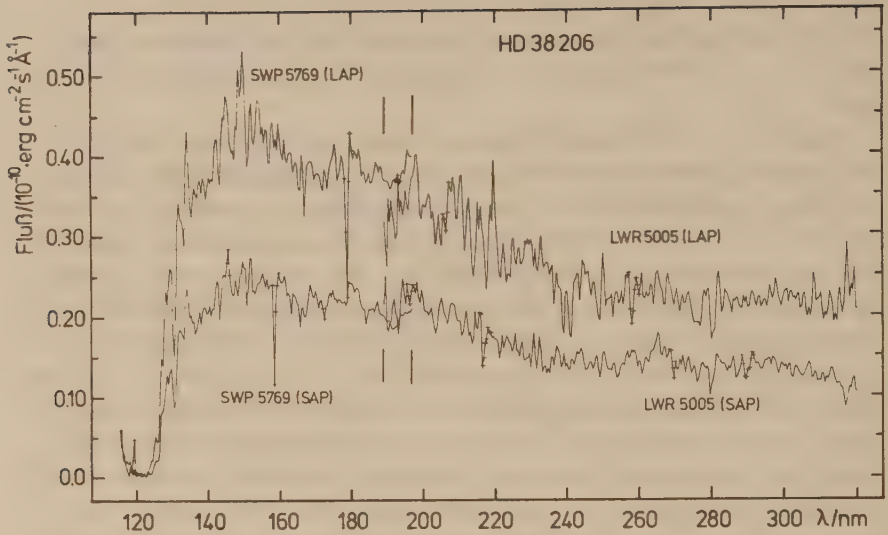


Abb. 3.8: Absoluter Fluß von HD 38206 bei Messung mit großer (LAP) und kleiner Blende (SAP). Angegeben ist die Bildnummer, der Spektrograph (SWP und LWR) und das Überlappingsintervall (senkrechte Striche). Gestörte Daten sind mit '+' markiert.

der LWR-Kamera, die für $\lambda < 200\text{nm}$ sehr steil ansteigt (Bohlin und Holm, 1980), sein.

4. ERGEBNISSE UND FEHLERBETRACHTUNG

4.1 Photometrische Daten

Die Ergebnisse der UBV- und H β -Reduktion sind im Anhang getrennt für Standardsterne (Tab. A.1) und Programmsterne (Tab. A.2) aufgeführt. Zusätzlich ist die Zahl der Einzelmessungen, die in den jeweiligen Mittelwert eingehen, die Differenz zum Literaturwert (Standardsterne) und der Fehler der H β -Daten (Programmsterne) angegeben.

4.1.1 UBV-Messungen

Die UBV-Messungen wurden immer bis zu einer relativen Genauigkeit von 0.5% durchgeführt, so daß die Transformation (Gleichungen 3.6) die Größe ihrer inneren Fehler bestimmt. Einen Hinweis auf die Qualität der UBV-Reduktion gab schon die mittlere Abweichung der Standardsterne von den Literaturwerten bei der Berechnung der Transformationskoeffizienten für jede Beobachtungsnacht. Sie betrugen im Durchschnitt in V und B-V $0^m.010$ und in U-B $0^m.012$ und waren nie größer als $0^m.014$ bei mindestens 15 Standardsternmessungen pro Nacht. Dies ist ausreichend genau, da die Literaturwerte bis auf die E-Region-Sterne nur auf $0^m.01$ bekannt und die Fehler, die bei der Berechnung von Verfärbung $E(B-V)$ und Entfernungsmodul EM (Abschn. 5.1) auftreten, deutlich größer sind.

Für die Suche nach signifikant abweichenden Standardsternwerten (Spalte 5 in Tab. A.1) eignen sich nur die 39 Sterne, die mehr als einmal gemessen wurden, was eine Kontrolle ihres inneren Fehlers (Meßgenauigkeit) gestattet. Nimmt man als zusätzliche Kriterien:

1. Differenz Δ größer als $0^m.014$ und
2. Δ größer als doppelte Standardabweichung (σ_{Wert})

so findet man die Sterne der Tab. 4.1.

Die meisten Unterschiede sind in U-B, worin sich die nicht-linearen Effekte des Balmerstrangs und die starke atmosphärische Extinktion in U widerspiegeln (Abschn. 3.1.1). Deshalb

Tabelle 4.1: Abweichende Standardsternwerte

Name	Farbe	Meßwert	n	σ Wert	Wert minus Literatur
E 4020	U-B	0. ^m 151	2	0. ^m 007	0. ^m 041
E 6004	U-B	-0.036	11	0.008	0.027
E 7002	U-B	-0.573	4	0.008	-0.019
E 7032	U-B	1.159	4	0.006	0.015
HR 3249	U-B	1.748	7	0.006	-0.022
HR 4405	U-B	0.093	14	0.007	-0.017
HR 5993	U-B	-0.827	5	0.002	-0.017
JM 75	V	6.773	5	0.009	0.043
JM 141	U-B	-0.001	8	0.009	0.029
JM 170	V	7.757	3	0.005	0.027
JM 170	B-V	1.140	4	0.005	-0.020
JM 170	U-B	1.023	4	0.005	-0.027
JM 186	H β	2.886	3	0.007	-0.022

ist es fraglich, ob Unterschiede kleiner als 0.^m02 in U-B signifikant sind, d.h. auf falsche Literaturwerte oder veränderliche Sterne hinweisen. Immerhin fand Kozok (1982) bei den gemeinsamen Sternen E 6004, E 7002 und E 7032 mit 0.^m019, -0.^m018 und 0.^m007 Abweichungen mit gleichem Vorzeichen und ähnlichem Betrag. Besonders krass sind die Differenzen bei E 4020, dessen Literaturwert aber schon als unsicher gekennzeichnet ist, bei JM 75 und insbesondere JM 170, der als einziger in allen drei Farben herausfällt. Dieser Stern wurde deshalb bei der Reduktion nicht als Standard verwendet.

Da die Standardsterne so ausgewählt wurden, daß sie den durch die Programmsterne vorgegebenen Bereich der MK-Typen und Eigenfarben überdecken, besteht der einzige Unterschied in ihrer geringeren Verfärbung. Nun bewirkt die interstellare Extinktion in erster Linie lineare Veränderungen der Eigenfarben, die durch die Transformationsgleichungen (3.6) kompensiert werden. Deshalb sind darauf beruhende Fehler bei den Programmsternen kaum wahrscheinlich.

Eine Möglichkeit der Kontrolle bietet der Vergleich mit unabhängigen Messungen der Programmsterne. Der Katalog von Nicolet (1978) enthält die gemittelten und wenn nötig korrigierten

Werte aller bis dahin bekannten UBV-Messungen im Standardsystem. Zusätzlich macht Nicolet Angaben zur Qualität seiner Daten. Der Qualitätsparameter Q variiert von 1 (wahrscheinlicher Fehler >0.04) bis 4 (Fehler ≤ 0.01). Dies erleichterte die Auswahl der Standardsterne und erlaubte eine Analyse der UBV-Differenzen. Bei 95% der 58 gemeinsamen Sterne sind sie kleiner als 0.02. Fehlerhafte Daten bei den Programmsternen (Tab. A.2) kann man nur dort vermuten, wo der Unterschied zum Katalogwert größer als 0.02 und größer als der Fehler entsprechend der Qualitätsangabe nach Nicolet ist.

Insgesamt gibt es in V bei 14 Sternen, in $B-V$ bei 5 und in $U-B$ bei 10 Sternen Abweichungen, die gemäß den obigen Kriterien signifikant sind (siehe Kommentare zu Tab. A.2). 73% der Sterne mit $(B-V)$ - oder $(U-B)$ -Differenzen haben ein Q von 1 (wahrscheinlicher Fehler >0.04). Bei ihnen ist der Katalogwert zu unsicher. Dagegen haben in V 8 Sterne ein Q besser als 3. Ursache für diese Differenzen können tatsächliche Helligkeitsänderungen der Sterne (bei 297) oder Lichtverluste bei den Messungen sein. Letzteres trifft wohl in den meisten Fällen zu, da bei 11 der 14 Sterne ΔV positiv ist, d.h. die Helligkeit in V ist zu gering (siehe auch Abschn. 3.1.1). Dennoch sind die Differenzen mit 0.05 bis 0.10 zu klein, um für die Entfernungsmodule (Abschn. 5.1.1) von Bedeutung zu sein.

4.1.2 $H\beta$ -Messungen

Die Reduktion der $H\beta$ -Messungen von 1980 und 1983 basiert auf insgesamt 23 Standardsternen. Die Ergebnisse der 18 primären Standardsterne sowie von JM 59 enthält Tab. A.1. JM 59 wurde hinzugefügt, weil sein Literaturwert durch Mittelung 6 unabhängiger Angaben aus dem Katalog von Hauck und Mermilliod (1980) ziemlich sicher ist. Im Unterschied zu den UBV-Daten findet man in Tab. A.2 Angaben zum Fehler der $H\beta$ -Werte, da das Signal der lichtschwachen Programmsterne im schmalen $H\beta$ -Filter an der Meßgrenze lag und daher ihre Genauigkeit sehr unterschiedlich ist. Die Fehlerangabe (Spalte 7) entspricht bei einer Messung dem in das Standardsystem transformierten Meßfehler und bei gemittelten Werten der Standardabweichung des Einzelwerts.

Wie bei UBV wurden auch die H β -Standardsterne auf wesentliche Differenzen zu den Literaturdaten untersucht. Wegen der höheren Genauigkeit der H β -Daten sind bei mehrfach beobachteten Sternen schon Abweichungen größer als 0.^m006 signifikant (Kriterium 1, Abschn. 4.1.1). Einen solchen Unterschied hatte aber nur JM 186 (Tab. 4.1). Dieser Stern (HR 6629) hat mit $v \cdot \sin i = 205 \text{ km/s}$ eine relativ hohe projizierte Rotationsgeschwindigkeit und ist vermutlich ein spektroskopischer Doppelstern (Hoffleit, 1982). So sind Veränderungen in der Sternatmosphäre, die unterschiedliche H β -Werte bewirken, denkbar. Bei allen übrigen Sternen bis auf HR 5953 ist die Differenz (Tab. A.1, Spalte 6) kleiner als 0.^m009. Dieses Resultat läßt auf eine korrekte Transformation schließen. Deshalb müssen alle Abweichungen bei den Programmsternen auf statistischen Meßfehlern und/oder realen Veränderungen (z.B. bei Emissionsliniensternen) beruhen.

Eine Kontrolle der Programmsterne ist schwieriger als in UBV, da es keinen Katalog homogenisierter H β -Daten gibt. Es fanden sich aber drei Arbeiten mit Messungen einiger gemeinsamer Sterne. Läßt man die Sterne mit Emissionslinien weg, erge-

Tabelle 4.2: Vergleich der H β -Werte

Autor(en)	$\langle H^{\beta}_{\text{Autor}} - H^{\beta}_{\text{S}} \rangle$	σ	n
Deutschman et al. (1976)	0. ^m 010	0. ^m 025	16
Klare und Neckel (1977)	0.008	0.027	13
Knude (1977)	0.029	0.019	9

ben sich für die Differenzen (Literatur - Tab. A.2) die Mittelwerte und Standardabweichungen der Tab. 4.2. Danach sind die H β -Werte der Programmsterne um etwa 0.^m01 zu niedrig. Berücksichtigt man aber die Standardabweichungen, so weichen nur die Daten von Knude (1977) signifikant ab. Einzige Ursache für einen systematischen Fehler bei der Reduktion kann nur der Helligkeitsunterschied von Programm- und Standardsternen sein. Dagegen spricht aber, daß die Daten beider Perioden trotz un-

terschiedlicher Meßverfahren (Gleichstrommessung und Impulszählung) nach Korrektur einiger Sprünge untereinander keinerlei Unterschiede zeigen.

Wenn die Differenz von etwa $0^m.01$ real wäre, würde sich dies bei den absoluten Helligkeiten und den Entfernungsmoduln auswirken. Bei den A- und F-Sternen betrüge die maximale Änderung der M_V -Werte $0^m.1$, während B-Sterne bis zu $0^m.6$ heller würden. Nun haben aber B-Sterne wegen ihrer Lage hinter dem Kohlensack auf die Entfernungsbestimmung keinen Einfluß. Außerdem würde der mögliche systematische Fehler wegen der Mittelung mit der absoluten Helligkeit aus dem MK-Typ noch halbiert und von den Meßfehlern von etwa $0^m.02$ bis $0^m.03$ deutlich übertroffen, so daß er für die Untersuchung des Kohlensacks ohne Bedeutung wäre.

4.2 Spektrophotometrische Daten

4.2.1 Scanner-Messungen

Die Spektren der mit dem Scanner beobachteten Standardsterne sind in Abb. 4.1, der Programmsterne in Abb. 4.2 und der Vergleichssterne in Abb. A.1 dargestellt. Die in den Abbildungen angegebenen MK-Typen der Standard- und Vergleichssterne stammen aus dem Bright-Star-Catalogue (Hoffleit, 1982), während sie bei den Programmsternen auf dem Katalog von Houk und Cowley (1975) basieren und zusätzlich mit den UBV-Daten überprüft wurden (Abschn. 5.1.1). Abb. 4.1b zeigt die geringeren Linientiefen der Daten aus Mai 1980 bei ϵ Aqr für $\lambda < 500\text{nm}$, die die verminderte Meßauflösung trotz gleicher Reduktionsauflösung bewirkt. Um die spätere Extinktionskurvenberechnung zu erleichtern, sind die Sterne entsprechend ihrer Spektralklasse in einer Sequenz angeordnet. Deutlich ist bei den Programm- und Vergleichssterne zu erkennen, wie stark die unterschiedliche interstellare Extinktion die Neigung der Kontinua verändert. Bei der Auswertung der Spektren ist zu beachten, daß die Daten im Bereich der atmosphärischen Molekülbanden (Abschn. 3.2.1.2) gelöscht und die Randpunkte linear verbunden wurden.

Die relativ hohe Zahl von 9 Standardsternen hatte den Vorteil, daß die Empfindlichkeitsfunktionen auch bei fehlerhaften

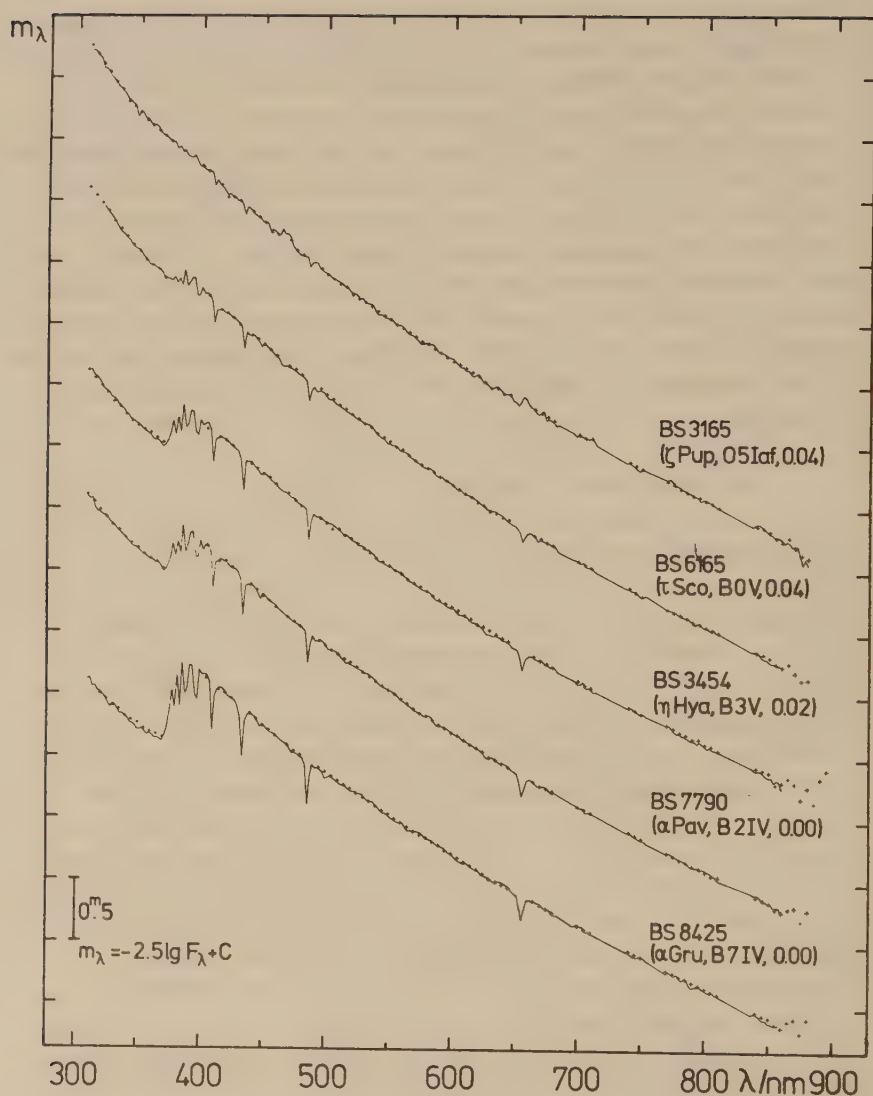


Abb. 4.1a:

Relative Flußverteilungen $m_\lambda(\lambda)$ der frühen Standardsterne (durchgezogene Kurven) und die Standardwerte von Tüg (1978). Angegeben ist die Nummer im Bright-Star-Catalogue, der Eigenname, der MK-Typ und die Verfärbung $E(B-V)$.

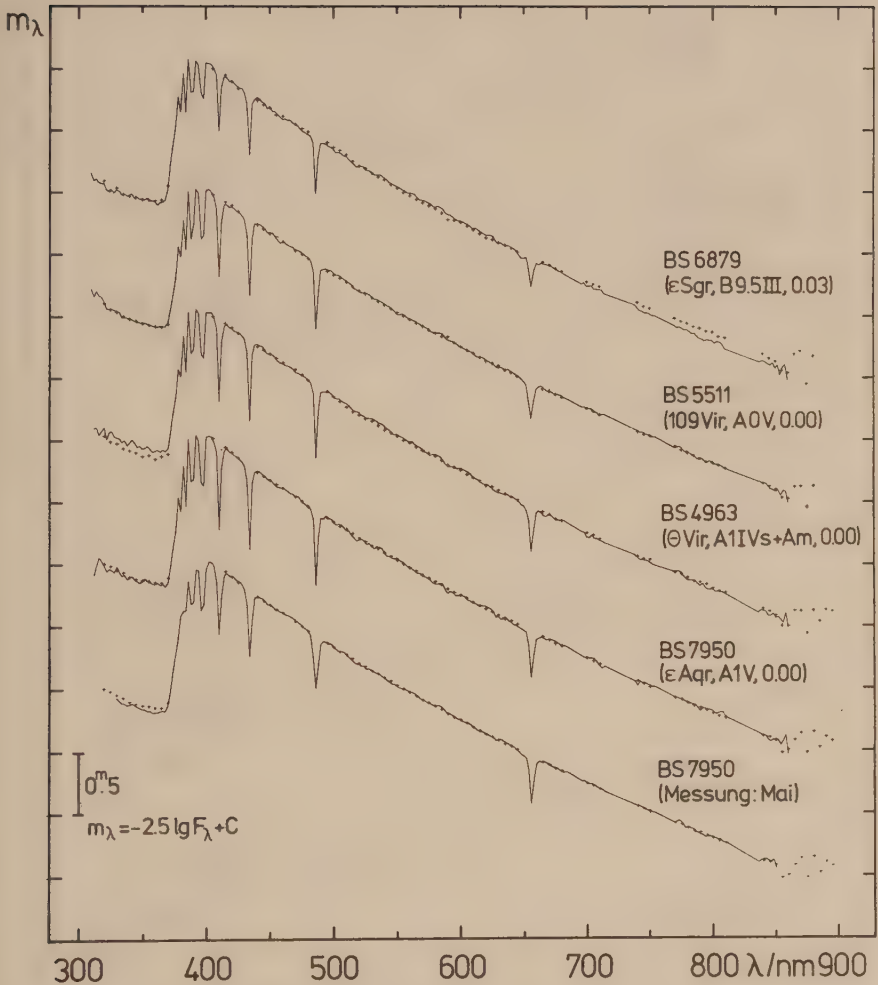


Abb. 4.1b: Relative Flußverteilungen der späten Standardsterne. ϵ Aqr wurde, wie im Text erläutert, mit zwei verschiedenen Auflösungen gemessen. Sonst wie Abb. 4.1a.

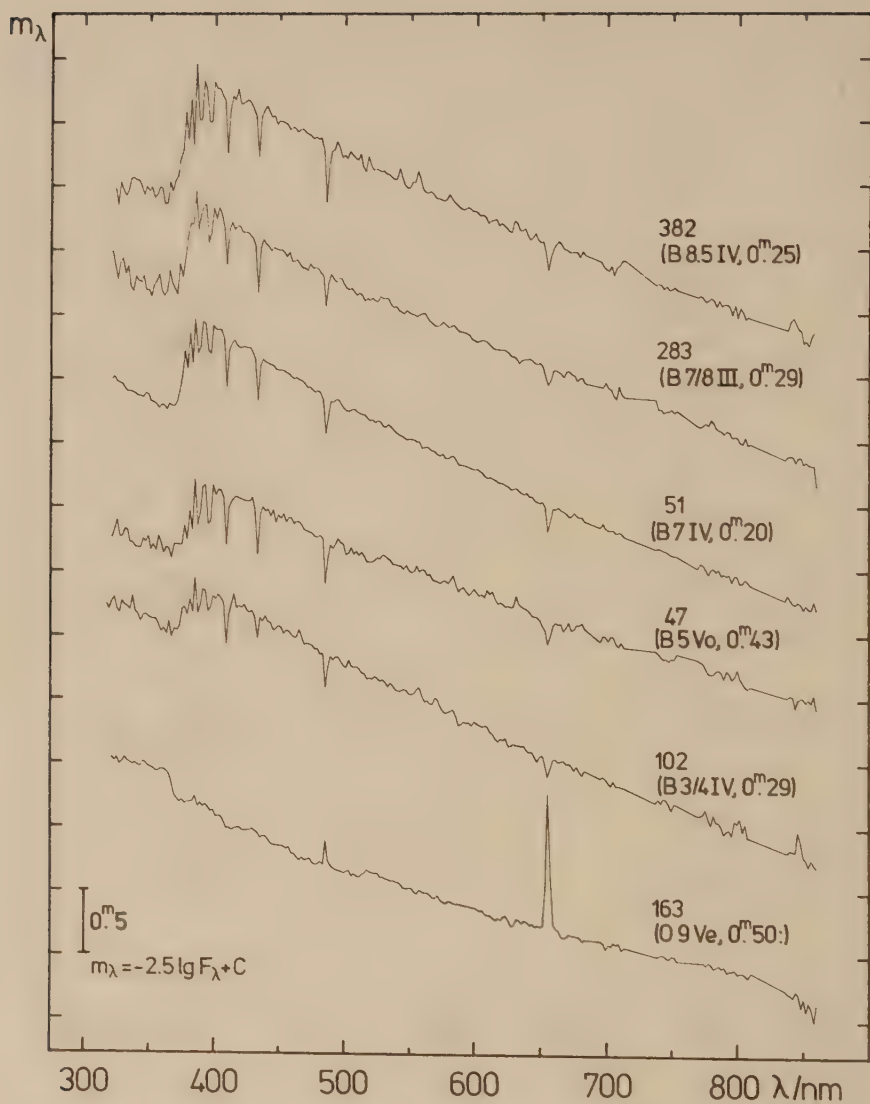


Abb. 4.2a: Relative Flußverteilung der frühen Programmsterne in Größenklassen. Angegeben ist die interne Nummer, der MK-Typ und $E(B-V)$ aus Tab. A.5.

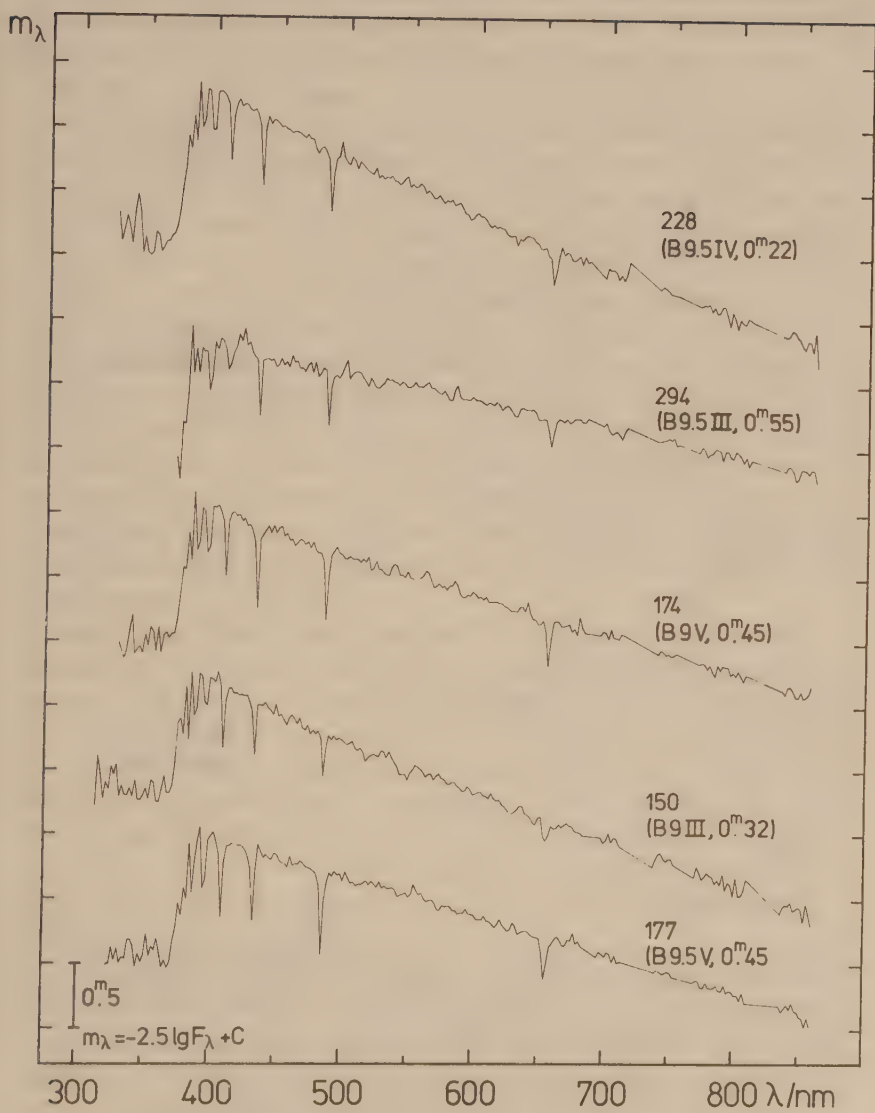


Abb. 4.2b: Wie Abb. 4.2a für die Programmsterne der Spektralklassen um B9

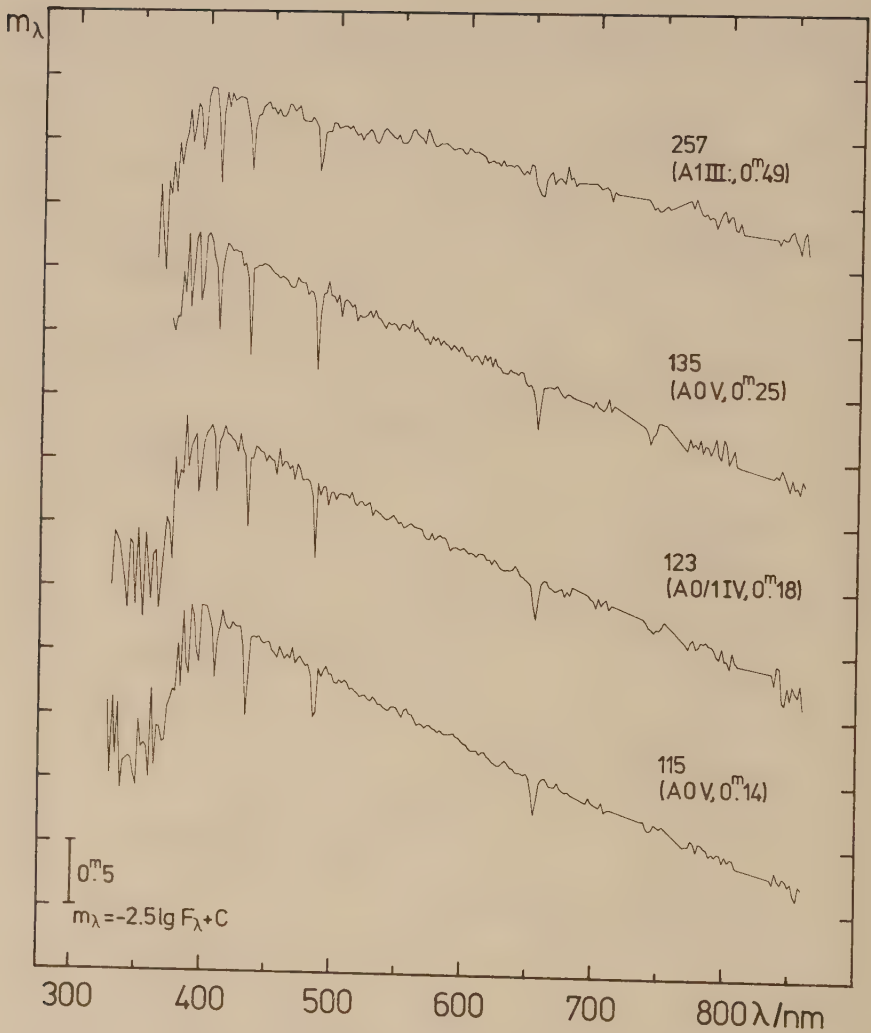


Abb. 4.2c: Wie Abb. 4.2a für die Programmsterne der Spektralklasse A

Standardwerten sicher bestimmt werden konnten. Nach Abb. 4.1 beträgt die Abweichung der Standardwerte von den Daten dieser Arbeit für die meisten Sterne weniger als $0^m.02$. Diese Zahl

entspricht der Standardabweichung der Werte von Tüg (1978) und reicht für die weitere Auswertung völlig aus. Größere und systematische Differenzen gibt es nur bei ϵ Sgr (HR 6879) im Roten sowie bei θ Vir (HR 4963) und möglicherweise bei ϵ Aqr (HR 7950) im Ultraviolett.

Für ϵ Sgr erwähnt Hoffleit (1982) die Beobachtung von H α in Emission. Obwohl die Spektren dies nicht bestätigen, läßt es den Schluß zu, daß ϵ Sgr vermutlich auch im Kontinuum variabel ist. Kaiser (1984) zeigte, daß man bei Emissionsliniensternen, verglichen mit normalen Sternen gleichen MK-Typs, im Roten ($\lambda > 600\text{nm}$) ein erhöhtes Kontinuum findet. Wenn ϵ Sgr zum Zeitpunkt der Messung einen Teil seiner Hülle verloren hatte, was wegen des Fehlens einer H α -Emission angenommen werden kann, könnte dies die geringere Rot-Helligkeit als bei Tüg (1978) erklären. Zusätzlich zeigte es sich bei der Reduktion, daß der Normierungswert $m_\lambda(555.6)$ von ϵ Sgr um $0^m.07$ heller als bei den übrigen Standardsternen ist, wenn man die Differenz zu der V-Helligkeit in Tab. A.3 bildet. Wahrscheinlich ist ϵ Sgr variabel und eignet sich daher weder als Standard- noch als Vergleichssterne.

Die Ursache der Abweichung bei θ Vir liegt möglicherweise bei meinen Messungen, da der Stern nur am 29.4.80 beobachtet wurde. Andererseits reichte der UV-Meßbereich in dieser Nacht bis $\lambda = 430\text{nm}$ (Abb. 3.7) und für $\lambda > 400\text{nm}$ treten keine Differenzen auf. Deshalb ist es auch denkbar, daß Fehler bei den Standardwerten oder stellare Variationen im Balmerkontinuum die Differenz von $0^m.05$ verursachen. Zu der gleichen Schlußfolgerung kommt man bei ϵ Aqr, insbesondere wenn man berücksichtigt, daß die Abweichung bei den Daten beider Meßperioden vorhanden ist (Abb. 4.1b).

Ein Maß für die Genauigkeit der Reduktion sind neben dem direkten Vergleich mit den Standardwerten auch die Unterschiede der Einzelspektren von ihrem Mittelwert. Diese Differenzen lagen für Sterne heller als $V = 6^m.0$, zu denen die Standardsterne, alle Vergleichssterne sowie die Programmsterne 51 und 163 gehören, im Bereich von $0^m.03$ bis $0^m.05$. Schwächere Programmsterne haben deutlich stärkere Variationen bis etwa $0^m.20$. Diese Beobachtung erklärt sich daraus, daß die hellen Sterne so lange gemessen wurden, bis die meisten Kanäle mindestens 10^4

Impulse hatten. Dann beträgt das Rauschen wegen der zugrundeliegenden Poisson-Statistik 1%. Bei den schwächeren Programmsternen ließ sich dieses Ziel aber aus Zeitgründen nicht erreichen. Zusätzlich ist bei diesen Sternen der Einfluß systematischer Fehler, vor allem beim Hintergrund, stärker (Abschn. 3.2.1.1).

Die Helligkeiten aller Spektren sind auf den Wert bei der Normierungswellenlänge $\lambda_0 = 555.6 \text{ nm}$ bezogen, d.h. die Konstante C in den Abbildungen 4.1, 4.2 und A.1 ist gleich

$$C = 2.5 \cdot \lg(F_\lambda(555.6)).$$

Die Flüsse bei der Normierungswellenlänge $F_\lambda(\lambda_0)$ (Tab. 2.3 und A.3) ergaben sich aus der Eichung von Tüg (1978) und gestatten die Umrechnung der relativen Helligkeiten $m_\lambda(\lambda)$ in physikalische Maßeinheiten. Für die Kontrolle der Lichtverluste, die bei einigen Messungen auftraten (Abschn. 3.2.1), wurde aus $F_\lambda(\lambda_0)$ eine theoretische Helligkeit V_F berechnet und mit dem photometrischen Wert V verglichen. Obwohl die Einflüsse unterschiedlicher Bandbreiten und Effektivwellenlängen nicht korrigiert sind, betragen die Unterschiede von V_F zu V bei den Vergleichssterne höchstens 0^m.06 und bei den Programmsternen maximal 0^m.12 (Tab. 2.3 und A.3). Bemerkenswert ist, daß einige Programmsterne (vor allem 174, 177 und 228) deutliche, negative Differenzen $V_F - V$ haben, d.h. zu hell sind. Vermutlich hat der häufige Nordwind das Teleskop bei der Messung der Programmsterne im südlich gelegenen Kohlsack weniger geschüttelt als bei der Beobachtung der Standard- und Vergleichssterne, die über den gesamten Himmel verteilt waren.

4.2.2 IUE-Spektren

Abb. 4.3 zeigt die Spektren der 4 IUE-Programmsterne und ihrer später ausgewählten Vergleichssterne (Abschn. 6.1.1). Die ebenfalls in Abb. 4.3 aufgeführten UV-Spektraltypen wurden aus Gründen einer besseren Überprüfbarkeit potentieller Vergleichssterne entsprechend den Kriterien von Heck et al. (1984) bestimmt oder ihrem Katalog entnommen.

Eine Kontrolle der Meßgenauigkeit besonders bei den Programmsternen ist nicht leicht möglich, da keine unabhängigen

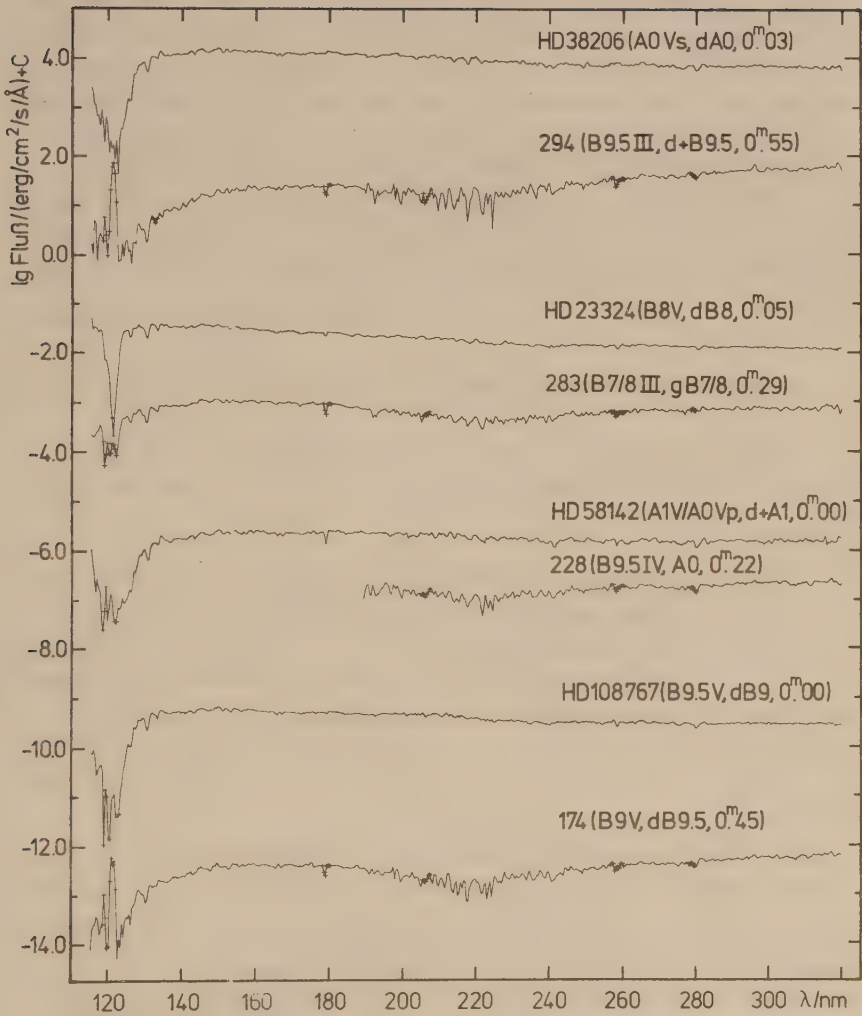


Abb. 4.3: UV-Spektren der IUE-Programmsterne und ihrer Vergleichssterne. Gestörte Daten sind mit '+' markiert. Angegeben ist die Sternnummer, der MK-Typ, der UV-Spektraltyp und $E(B-V)$. Für eine bessere Darstellung wurde bei jedem Spektrum eine Konstante C addiert (siehe Tab. 2.6).

Daten zur Verfügung stehen. Die Vergleichsterne sind aufgrund ihrer um mindestens 2^m größeren Helligkeit (Tab. 6.3) und ihrer geringen interstellaren Extinktion, die eine gleichmäßige Belichtung erlaubt, ein geeigneter Maßstab. Tatsächlich zeigen die Programmsterne im größten Teil ihres Spektrums das gleiche Rauschen wie die Vergleichsterne. Nur im Bereich des Extinktionsbuckels bei 220nm steigt die Streuung deutlich auf etwa 0.2^m bis 0.5^m an. Das Meßsignal liegt hier wegen des geringen stellaren Flusses nur wenig über dem Untergrund, so daß die Eichung kleine Änderungen in den Meßwerten drastisch verstärkt.

5. MORPHOLOGIE DES KOHLENSACKS

5.1 Aufbau und Lage

Die Resultate der Sternphotometrie (Tab. A.2) bilden die Grundlage, um die Lage des Kohlensacks in der Milchstraße und seine Struktur zu bestimmen. Gleichzeitig ermöglichen sie die Eichung der Extinktionskarte, die aus einer Flächenphotometrie folgt (Abschn. 5.2), und die Auswahl geeigneter Sterne für die Berechnung von Extinktionskurven (Kap. 6).

5.1.1 Extinktion und Entfernungsmodul der Programmsterne

Kennt man im Spektralbereich V des UBV-Systems die Extinktionen A_V von Sternen und ihre Entfernungsmoduln EM , die durch

$$EM = V_0 - M_V = V - A_V - M_V \quad (5.1)$$

definiert sind, so läßt sich aus $A_V(EM)$ -Diagrammen (Abschn. 5.1.2) Extinktion und Entfernung einer Dunkelwolke ermitteln. In Gleichung (5.1) ist V die durch A_V geminderte scheinbare und M_V die zum MK-Typ gehörende absolute Helligkeit.

Die Extinktion A_V ist nicht direkt bestimmbar, sondern muß aus der Verfärbung, d.h. der Differenz von $(B-V)$ zur Eigenfarbe $(B-V)_0$,

$$A_V = R \cdot E(B-V) \quad (5.2)$$

ermittelt werden. Wegen der endlichen Breite der UBV-Filter ist der Transformationsfaktor R nicht konstant, sondern eine Funktion der Eigenfarbe und der Verfärbung:

$$R = 3.30 + 0.28(B-V)_0 + 0.04E(B-V) \quad (5.3)$$

(Schmidt-Kaler, 1982).

Die Verwendung des Entfernungsmoduls als Distanzmaß hat den Nachteil, daß er wegen seiner Nichtlinearität die Staubverteilung verzerrt darstellt. Dennoch ist dieses Entfernungsmaß geeignet, weil die Fehler von V , A_V und M_V in erster Näherung konstant sind oder nur vom MK-Typ abhängen. Dadurch wächst σ_{EM} nicht mit der Entfernung und die inneren Fehler jedes einzelnen Sterns werden deutlicher sichtbar. Die Ermittlung der ab-

soluten Helligkeit geschah sowohl mit spektroskopischen (Abschn. 5.1.1.1) als auch photometrischen (Abschn. 5.1.1.3) Daten. Dadurch sind systematische Fehler bei einzelnen Sternen leichter erkennen und die Mittlung reduziert gleichzeitig die statistischen Fehler.

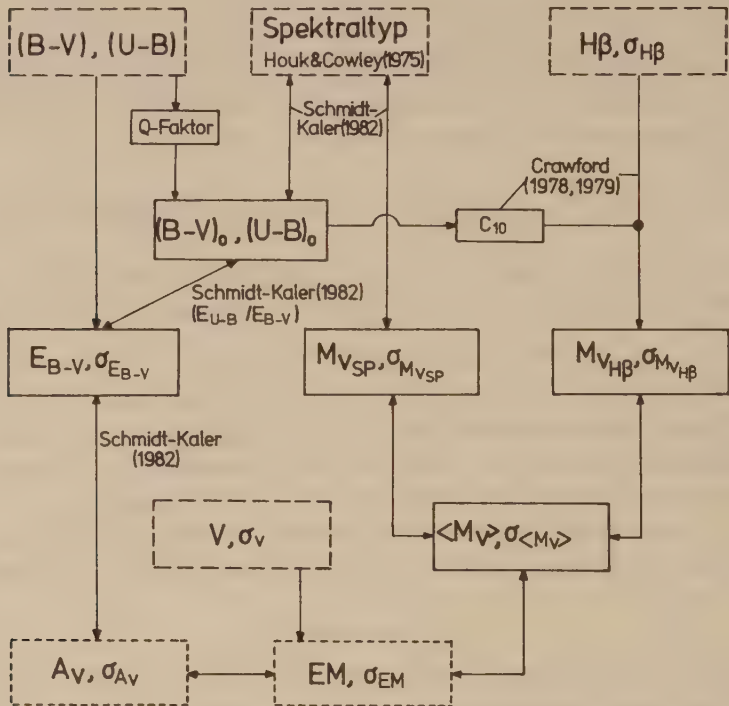


Abb. 5.1: Bestimmung von Extinktion A_V und Entfernungsmo-
dul EM und ihrer Fehler. Eingezeichnet sind die
wichtigsten Zwischenwerte, Beziehungen und Li-
teraturstellen für Eichungen.

Abb. 5.1 zeigt in einem Flußdiagramm die Hauptschritte, die von den Ausgangsdaten V , $(B-V)$, $(U-B)$, $H\beta$ und MK-Typ (Spektraltyp) zu A_V und EM führen. Ergänzende Daten und weniger wichtige Wechselwirkungen sind aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen.

5.1.1.1 Verfärbung und absolute Helligkeit aus MK-Typ

Mit den dem MK-Typ von Houk und Cowley (1975) entsprechenden Eigenfarben (Schmidt-Kaler, 1982) und den reduzierten Daten (Tab. A.2) ergeben sich als erstes die Verfärbungen

$$E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0 \quad \text{und} \quad E(U-B) = (U-B) - (U-B)_0. \quad (5.4)$$

Bei 'normaler' Extinktion, d.h. R folgt aus (5.3), besteht zwischen beiden Werten die Beziehung (Schmidt-Kaler, 1982)

$$\frac{E(U-B)}{E(B-V)} = \begin{cases} 0.65 - 0.05(U-B)_0 + 0.05E(B-V), & (U-B)_0 < 0 \\ 0.64 + 0.26(B-V)_0 + 0.05E(B-V), & (B-V)_0 > 0. \end{cases} \quad (5.5)$$

Durch diese Formel kann man nach Umrechnung von $E(U-B)$ in $E(B-V)$ die Konsistenz der Ausgangsdaten kontrollieren. Bei Differenzen größer als 0.02^m wurde durch geringe Änderungen des Spektraltyps versucht, bessere Eigenfarben zu finden.

Wie man durch Einsetzen von $\alpha = E(U-B) / E(B-V)$ leicht erkennt, ist der Parameter

$$Q = (U-B) - \alpha(B-V)$$

unabhängig von der Verfärbung, d.h.

(5.6)

$$Q = (U-B)_0 - \alpha(B-V)_0.$$

Zwar ist α keine Konstante (Gleichung 5.5), aber für eine größere Zahl verschiedener Spektraltypen mit geringer Verfärbung ($E(B-V) < 0.15^m$) reicht als Mittelwert $\alpha = 0.72$. Da $H\beta$ ebenfalls unbeeinflusst von der interstellaren Verfärbung ist, kann man durch Q, β -Diagramme (Davis, 1977, seine Abb. 3 bis 5) den Spektraltyp ermitteln.

Mit den auf diese Weise photometrisch überprüften MK-Typen (Tab. A.5, Spalte 3) wurden die Verfärbungen neu berechnet und, wenn der nach $E(B-V)$ transformierte $E(U-B)$ -Wert um weniger als 0.03^m vom direkt bestimmten $E(B-V)$ abwich, beide Resultate gemittelt. Der Unterschied bei unkorrigiertem MK-Typ war der Ausgangswert für den Fehler von $\langle E(B-V) \rangle$. Bei der endgültigen Festlegung von σA_V (Tab. A.5, Spalte 7) wurde aber auch die Größe der Spektraltypänderung, die Differenz der Eigenfarben benachbarter MK-Typen und die Übereinstimmung mit $E(b-y)$ (Abschn. 5.1.1.2) berücksichtigt.

Bei Abweichungen von mindestens 2 Spektralunterklassen des photometrisch von dem spektroskopisch bestimmten MK-Typ, habe ich den neuen Wert als vorläufig betrachtet und nach unabhängigen Bestätigungen gesucht. Viele Unterschiede hatten ihren Grund in einer geringeren Qualität der spektroskopischen Klassifikation, die leicht durch die Beobachtungsbedingungen oder nahe Sterne beeinträchtigt werden kann. Die übrigen Fälle wurden mit den MK-Klassifikationen in den Katalogen von Jaschek et al. (1964), Kennedy und Buscombe (1974) und Buscombe (1977 und 1980) oder den Objektivprismenplatten (Abschn. 2.3) unterschieden. Bis auf vier A-Sterne (93, 343, 344 und 369) bestätigten sich die photometrischen Klassifikationen.

Die vorher beschriebene Kontrolle bezog sich in erster Linie auf die Spektralklasse, da Sterne früher als G0 und mit Leuchtkraftklassen V_0 bis III bei gleicher Spektralklasse nahezu gleiche Eigenfarben haben. Deshalb wurde die Leuchtkraftklasse in der Regel nur dann geändert, wenn ein Widerspruch mit anderen Literaturdaten oder $M_V(\beta)$ (Abschn. 5.1.1.3) auftrat. Bei den Programmsternen sind die Balmerlinien die stärksten Linien im Spektrum, so daß sie bei der Klassifikation von Houk und Cowley (1975) vermutlich eine wichtige Rolle gespielt haben. Tatsächlich änderten sich bei den meisten Sternen gleichzeitig die Spektral- und Leuchtkraftklassen so, daß die Stärke der Balmerlinien etwa gleich blieb.

Aus der Tabelle 13 (oder 15 bei Alter-Null-Hauptreihensternen) von Schmidt-Kaler (1982) folgten die absoluten Helligkeiten $M_V(SP)$ entsprechend dem korrigierten MK-Typ. Die Hälfte des mittleren Abstandes ΔM_V zu den benachbarten Spektral- und Leuchtkraftklassen wurde unter Berücksichtigung der Änderungen als Fehler $\sigma M_V(SP)$ angesetzt. Dessen Mittelwert von 0.3 stimmt genau mit dem Fehler der M_V -Werte für Hauptreihensterne überein (Schmidt-Kaler, 1982).

5.1.1.2 Kontrolle von MK-Typ und Verfärbung mit uvby β -Daten

Massa (1980) zeigte, daß man mit uvby β -Daten etwa 5 mal genauer als mit dem MK-Typ die effektive Temperatur und die Schwerebeschleunigung von normalen B-Sternen bestimmen kann. Deshalb eignen sich uvby β -Werte auch für die Feststellung des

Spektraltyps und der interstellaren Verfärbung. Wie bei der UBV-Photometrie bildet man aus den uvby-Daten bestimmte Helligkeitsdifferenzen (Farben), die Informationen über wesentliche Stern-Eigenschaften enthalten. Üblich sind die Terme:

$$b-y$$

$$m_1 = (v-b) - (b-y)$$

$$c_1 = (u-v) - (v-b)$$

$$u-b = c_1 + 2m_1 + 2(b-y).$$

m_1 mißt den Anteil der Metalllinien (Elemente mit Ordnungszahlen größer als 2) und c_1 die Stärke des Balmersprungs. Durch Subtraktion des benachbarten ungestörten Kontinuums mittels einer zweiten Farbe ($b-y$ oder $v-b$) treten beide Effekte deutlicher hervor.

Die interstellare Extinktion verändert diese Terme, so daß man analog dem Q-Wert oft verfärbungsunabhängige Größen (mit eckigen Klammern) verwendet:

$$\begin{aligned} [m_1] &= m_1 + 0.30(b-y) \\ [c_1] &= c_1 - 0.20(b-y) \\ [u-b] &= [c_1] + 2[m_1]. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Man beachte, daß die extinktionsunabhängigen Größen in eckigen Klammern nicht gleich den Eigenfarben sind, die mit $(b-y)_0$, $(m_1)_0$, $(c_1)_0$ und $(u-b)_0$ bezeichnet werden. Mit der normalen interstellaren Extinktionskurve und $E(b-y)_{0.6}$ hat man folgenden Beziehungen zwischen den Verfärbungen:

$$\begin{aligned} E(m_1) &= -0.30E(b-y) \\ E(c_1) &= 0.20E(b-y) \\ E(u-b) &= 1.60E(b-y) \\ E(B-V) &= 1.35E(b-y) \end{aligned} \quad (5.8)$$

(Crawford und Mandwewala, 1976). Damit ergibt sich z.B. für $E(c_1)$ die Beziehung

$$E(c_1) = c_1 - (c_1)_0 = 0.2E(b-y) = 0.2((b-y) - (b-y)_0)$$

und nach Umformung

$$c_1 - 0.2(b-y) = [c_1] = (c_1)_0 - 0.2(b-y)_0,$$

d.h. $[c_1]$ ist tatsächlich verfärbungsunabhängig.

Oblak und Chareton (1981) haben den Zusammenhang von $[m_1]$, $[c_1]$ und $[u-b]$ sowie von β mit dem Spektraltyp eines Sterns ermittelt und graphisch dargestellt. Ihre Diagramme ermöglichen daher eine leichte Bestimmung von Spektral- und Leuchtkraftklasse aus uvby β -Daten. Die Beziehungen für $[c_1]$, β und $[u-b]$ haben ein Maximum bei frühen A-Sternen. Mit $[m_1]$, das einen nahezu monotonen Verlauf aufweist, läßt sich die Zweideutigkeit in der Spektralklasse beseitigen. Als wahrscheinlichster MK-Typ galt die Leuchtkraftklasse mit der geringsten Streuung des Spektralklassenmittelwertes.

Vergleicht man die uvby β -Spektraltypen (Tab. A.4) mit denen der Tabelle A.5, so gibt es nur bei dem Be-Stern 163 und dem Überriesen 399 eine Differenz größer als eine Spektralunterklasse. Beide Sterne sind wegen ihrer Eigenschaften für die Untersuchung des Kohlensacks ungeeignet. Die Abweichungen zu der Klassifikation von Houk und Cowley (Tab. A.2) sind etwas größer, was erneut für die photometrische Überprüfung der MK-Typen spricht.

Mit Hilfe der Eichungen von Crawford (1978 (B-Sterne) und 1979) folgte dann getrennt für die Spektralklassen B, A und F durch Iteration die Eigenfarbe $(b-y)_0$. Eine Iteration ist notwendig, da bei entwickelten Sternen Korrekturterme auftreten, für deren Berechnung man $(m_1)_0$ und $(c_1)_0$ kennen muß. Diese kann man aber erst bestimmen, wenn $E(b-y)$ bekannt ist. Die leuchtkräftigen Sterne 369 und 399 liegen außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Eichungen, so daß ihre $E(b-y)$ -Werte unsicher sind.

Transformiert man $E(b-y)$ mit Gleichung (5.8) nach $E(B-V)$, erhält man als mittlere Verfärbung

$$\langle E(B-V) \rangle = 0^m055 \pm 0^m059,$$

ohne die Sterne 163, 369 (nicht in Tab. A.5) und 399. Dieser Wert ist wesentlich niedriger als der Mittelwert 0^m3 aller Programmsterne. Die uvby β -Daten erlauben somit nur eine Kontrolle der Extinktion der nahen Sterne, die aber für die Ermittlung der Entfernung des Kohlensacks wichtig sind. Die durchschnittliche Differenz

$$\langle E(B-V)_{uvby\beta} - E(B-V)_{UBV} \rangle = -0.010 \pm 0.014$$

ist kleiner als die geschätzten $E(B-V)$ -Fehler von etwa 0.02, so daß zumindest bei den kleinen Extinktionen wohl kein systematischer Fehler vorliegt.

Die Kontrolle sowohl der MK-Typen als auch von $E(B-V)$ mit $uvby\beta$ -Daten bestätigt die Korrekturen an den Spektraltypen und der Berechnungen von $E(B-V)$ und $M_V(SP)$. Insbesondere gibt es keinen Hinweis, daß die Aufspaltung der $(U-B)$ -Reduktion (Abschn. 3.1.1) Fehler verursacht hätte. Diese hätten sich gerade bei F-Sternen, von denen vor allem $uvby$ -Messungen vorliegen, am stärksten auswirken müssen.

5.1.1.3 Absolute Helligkeit aus $H\beta$ -Daten

Strömgren (1966) wies nach, daß man bezüglich der $uvby\beta$ -Photometrie die Frühtypsterne (Spektralklasse früher als G0) in drei Gruppen einteilen muß, in denen die stellaren Grundgrößen die Farben auf unterschiedliche Weise beeinflussen. Der unverfärbte Balmersprungindikator $(c_1)_0$ ist bei AF-Sternen ein direktes Maß für die Leuchtkraft, während er bei B-Sternen von T_{eff} bestimmt wird. T_{eff} legt auch den $H\beta$ -Wert $\beta_{\text{ZAMS}}^{*})$ eines Sterns auf der Alter-Null-Hauptreihe fest. Deshalb ist für die Berechnung der absoluten Helligkeit aus β -Daten die Bestimmung von $(c_1)_0$ notwendig. Da $(U-B)$ auch ein Maß für den Balmer-sprung ist und man die Steigung des Kontinuums mit $(B-V)$ erfassen kann, eignet sich

$$(c_1)_0' = (U-B)_0 - (B-V)_0. \quad (5.9)$$

als Ansatz für $(c_1)_0$. Zwar ist die Wellenlängenbasis größer, doch lassen sich die sekundären Effekte durch Aufspaltung in zwei Spektralklassenbereiche (B und A3-F) deutlich verringern. Mit den Daten der Tabellen A.4 und A.5 und dem Ansatz (5.9) konnten $(c_1)_0'$ und $(c_1)_0$ für alle $uvby$ -Sterne berechnet und gegeneinander aufgetragen werden (Abb. 5.2). Da nur von wenigen B-Sternen $uvby$ -Daten vorliegen, wurden diese durch die $(c_1)_0$ -Werte für BOV- und AOV-Sterne aus der Tabelle V von Crawford (1979) ergänzt. Die zugehörigen $(c_1)_0'$ folgten aus den UBV -Ei-

*) ZAMS = Zero Age Main-Sequence

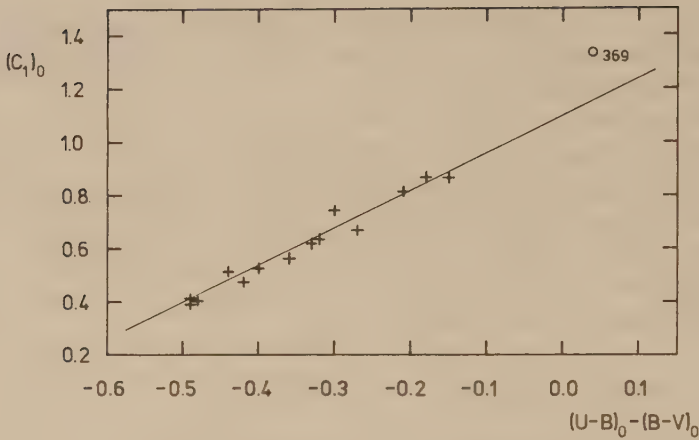


Abb. 5.2: Bestimmung des uvby-Balmersprungindex $(c_1)_0$ aus UVB-Daten für den Spektralklassenbereich A3-F. Der Oberriese 369 (offener Kreis) blieb bei der Ausgleichung unberücksichtigt.

genfarben (Schmidt-Kaler, 1982). In beiden Spektralklassenbereichen

$$\begin{aligned} (c_1)_0 &= 1.381 \cdot (c_1)'_0 + 0.993 & (\text{B-Sterne}) \\ (c_1)_0 &= 1.389 \cdot (c_1)'_0 + 1.082 & (\text{AF-Sterne}) \end{aligned} \quad (5.10)$$

haben die Ausgleichsgeraden einen Korrelationskoeffizienten besser als 0.98 und eine Standardabweichung kleiner/gleich 0.03, was der Summe der Fehler aus Messung und Bestimmung der Eigenfarbe bzw. der Verfärbung entspricht. Bemerkenswert ist der Unterschied der Achsenabschnitte von 0.09 bei fast identischer Steigung. Sie stimmen mit den $(c_1)_0$ -Werten von A0V- und A2V-Sternen überein (Crawford, 1979, seine Tab. V). Im Bereich A0-A3 sind die Gleichungen (5.10) undefiniert, da hier $(c_1)'_0$ nahezu null ist.

Für die Bestimmung von $M_V(\beta)$ berechnete das Computerprogramm KSEXT bei jedem Stern aus seinen Eigenfarben gemäß Gleichungen (5.10) zuerst den Balmersprungparameter $(c_1)_0$. Bei

B-Sternen ($(B-V)_0 \leq 0^m00$) folgte dann die absolute Helligkeit $M_V(\beta)$ aus der Eichung von Crawford (1978). Bei mittleren und späten B-Sternen ($0^m20 \leq (c_1)_0 \leq 0^m90$) wurden die Entwicklungseffekte durch Subtraktion von $10(\beta_{ZAMS} - \beta)$ berücksichtigt.

Da β bei den AF-Sternen im wesentlichen ein Temperaturindikator ist, folgt aus ihm nur $M_{V,ZAMS}(\beta)$. Mit

$$\delta(c_1)_0 = (c_1)_0 - c_{1,ZAMS},$$

dem Abstand von der Alter-Null-Hauptreihe, und

$$\Delta\beta = 2.72 - \beta,$$

dem Unterschied zu einem F1-Stern, können dann die Änderungen der Leuchtkraft mit dem Sternalter erfaßt werden:

$$\begin{aligned} M_V(\beta) &= M_{V,ZAMS}(\beta) - 9 \cdot \delta(c_1)_0 && \text{(A-Sterne)} \\ M_V(\beta) &= M_{V,ZAMS}(\beta) - 9 \cdot \delta(c_1)_0 - 20 \cdot \Delta\beta \cdot \delta(c_1)_0 && \text{(F-Sterne)} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Für Sterne mit $0^m00 < (B-V)_0 < 0^m05$ ist keine der Eichungen gültig. Strömgren (1966) beschrieb als erster ihre physikalischen Parameter durch eine komplexe Kombination von uvby β -Farbtermen, die sich nur unzureichend mit den UBV-Daten simulieren lassen. Bei diesen Sternen wurden beide Eichungen (B und AF) für $M_V(\beta)$ extrapoliert und der Wert genommen, der zu $M_V(SP)$ die geringste Differenz hatte. Die verwendete Eichung ist in Tab. A.5 (Spalte 9) angegeben.

Gleichzeitig berechnete das Programm mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz auch den Fehler von $M_V(\beta)$. $\sigma M_V(\beta)$ ist in beiden Spektralklassenbereichen eine Funktion von $\sigma(c_1)_0$ und $\sigma\beta$, wobei $\sigma\beta$ der Meßfehler (Tab. A.2) ist. Dagegen ist $\sigma(c_1)_0$ schwieriger zu ermitteln. Die Fehler von $(B-V)_0$ und $(U-B)_0$ werden weniger durch die Meßfehler von (B-V) und (U-B) bestimmt, als durch die korrekte Festlegung des MK-Typs. Deshalb ist die Standardabweichung der berechneten $(c_1)_0$ -Werte (Gleichungen 5.10) mit 0^m03 deutlich größer als die Meß- und Reduktionsfehler von etwa 0^m015 . $\sigma E(B-V)$ spiegelt also vor allem den Fehler der Eigenfarben wider, so daß man ihn nach Multiplikation mit 1.38 (wegen Gleichungen 5.10) für $\sigma(c_1)_0$ nehmen kann.

Die beiden Bestimmungen der absoluten Helligkeit wurden miteinander verglichen und, sofern

$$|M_V(\text{SP}) - M_V(\beta)| \leq \sigma M_V(\text{SP}) + \sigma M_V(\beta) \quad (5.12)$$

nicht erfüllt war, nach der Ursache gesucht. Die Emission einer stellaren Hülle kann $H\beta$ -Werte verkleinern und dadurch besonders bei B-Sternen eine zu große Leuchtkraft vortäuschen. Wesentlich weniger wahrscheinlich ist, daß ein stellarer Effekt einen zu großen β -Wert und damit eine scheinbar zu kleine absolute Helligkeit bewirkt. In einem solchen Fall kann man eher vermuten, daß die Leuchtkraftklassifikation von Houk und Cowley (1975) falsch ist. Sofern die $H\beta$ -Daten sicher waren (kleine Fehler, mehrere Messungen, kein Hinweis auf Emission) und sich neue konsistente UBV-Eigenfarben finden ließen, wurde der Spektraltyp so geändert, daß er besser mit $M_V(\beta)$ übereinstimmte.

Tab. A.5 (Spalte 5) enthält die Ergebnisse von $M_V(\beta)$ und den zugehörigen Fehler. Traten bei den Berechnungen besondere Probleme auf, ist dies markiert und in den Kommentaren zu der Tabelle näher erläutert. So gelten die Gleichungen (5.11) nur für Sterne mit Leuchtkraftklassen V bis III, d.h. es muß $\delta(c_1)_0 < 0.28$ ($2.63 < \beta < 2.80$) und $\delta(c_1)_0 < 0.20$ ($\beta < 2.63$) sein (Crawford, 1979). Nach Überschreiten dieser Grenzen treten systematische Fehler bei den absoluten Helligkeiten auf.

5.1.1.4 Extinktion und Entfernungsmodul

Aus beiden Werten für die absolute Helligkeit $M_V(\text{SP})$ und $M_V(\beta)$ wurde, wenn die Differenz die Bedingung (5.12) erfüllte, ein mit den Kehrwerten ihrer Fehler gewichteter Mittelwert $\langle M_V \rangle$ gebildet. War der Unterschied größer, dann suchte ich, wie vorher beschrieben, nach einer Korrektur oder entschied mich für den wahrscheinlicheren Wert. Als Hilfestellung berechnete das Programm sowohl den Gesamtfehler nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\sigma \langle M_V \rangle_1 = (2/(1/\sigma M_V(\text{SP}) + 1/\sigma M_V(\beta))^2)^{1/2} \quad (5.13)$$

als auch die Standardabweichung

$$\sigma \langle M_V \rangle_2 = ((\langle M_V \rangle - M_V(\text{SP}))^2 + (\langle M_V \rangle - M_V(\beta))^2)^{1/2}. \quad (5.14)$$

Da $M_V(\text{SP})$ und $M_V(\beta)$ die gleiche Größe messen, ist die Berechnung der Standardabweichung gerechtfertigt. Als Fehler von

$\langle M_V \rangle$ ist in Tab. A.5 (Spalte 6) der Mittelwert der Bestimmungen (5.13) und (5.14) angegeben. Er ist vermutlich eine bessere Abschätzung des tatsächlichen Fehlers als jeder Einzelwert, da die Mittelung Fehleinschätzungen (bei $\sigma M_V(\text{SP})$) und zufällige Übereinstimmungen (bei $\sigma \langle M_V \rangle_2$) kompensiert. Dadurch streut $\sigma \langle M_V \rangle$ wesentlich weniger als die Einzelfehler (5.13) und (5.14) und ist mit durchschnittlich $0^m.26 \pm 0^m.15$ ausreichend genau für die räumliche Analyse des Kohlsacks.

Durch Kombination der Gleichungen (5.2) und (5.3) folgt

$$A_V = (3.30 + 0.28(B-V)_0 + 0.04E(B-V)) \cdot E(B-V) \quad (5.15)$$

als Funktion der schon ermittelten Größen $(B-V)_0$ und $E(B-V)$.

Die Formel des zugehörigen Fehlers reduziert sich auf

$$\sigma A_V = 3.3 \cdot E(B-V),$$

da alle anderen Terme sehr klein gegen 3.3 sind.

Als letzter Wert ergibt sich dann der Entfernungsmodul EM gemäß Gleichung (5.1). Bei maximalen Fehlern von etwa $0^m.02$ und $0^m.15$ für σV und σA_V wird σEM fast ausschließlich von $\sigma \langle M_V \rangle$ bestimmt, wie man durch Vergleich der Spalten 6 und 8 in Tabelle A.5 erkennt.

5.1.1.5 Besondere Sterne

Während der vorher beschriebenen Auswertung zeigte es sich, daß etliche Sterne doch nicht so normal sind, wie bei ihrer Auswahl (Abschn. 2.1.2) angenommen wurde. Einige dieser Sterne liegen wegen ihrer großen $H\beta$ -Werte wahrscheinlich nahe der Alter-Null-Hauptreihe und sind daher in Tab. A.5 mit der Leuchtkraftklasse VD eingetragen. Verglichen mit Sternen der Leuchtkraftklasse V ist ihre absolute Helligkeit je nach Spektralklasse um $0^m.2$ bis $0^m.7$ kleiner (Schmidt-Kaler, 1982).

Weitere 5 Sterne erwiesen sich als bekannte Be-Sterne (mit dem Suffix 'e' markiert), bei denen eine Berechnung von $M_V(\beta)$ nicht sinnvoll ist. Davon ausgenommen wurde nur Stern 412, da bei ihm beide Verfahren nahezu gleiche absolute Helligkeiten lieferten.

Die übrigen Sterne mit Besonderheiten sind in Tab. 5.1 aufgeführt. Bei den anomalen A-Sternen fanden sich keine konsistenten Eigenfarben, so daß weder $E(B-V)$ berechnet noch der

Tabelle 5.1: Sterne mit spektralen Besonderheiten

Besonderheit	interne Sternnummer
Anomale A-Sterne ^{a)} (Am?, Ap?)	93*, 189, 193, 343*, 344*, 369*
mögliche Be-Sterne ^{b)}	23(σ_B), 101(σ_B), 106(OP), 134(β niedrig), 167(β - β_{Lit}), 192(OP), 203(σ_B), 208(β klein), 262(β - β_{Lit}), 362(β klein), 385(β klein), 397(Lit=(e)), 403(β klein)
$SP_{Lit} - SP_{phot} \geq 3$	
Nur HD-Typ bek.	86, 106, 198, 259, 278, 289, 332, 334, 357, 406
Mit MK-Typ ^{c)}	65(HD=B9), 131(HD=F5), 207(HD=B8), 246(HD=A2), 372(HD=B9)

a) *: sind nicht in Tabelle A4

b) mit Hauptursache für Vermutung, OP=Objektivprismenspektren

c) zum Vergleich HD-Klassifikation

MK-Typ überprüft werden konnte. Aus diesem Grund sind die Sterne 93, 343, 344 und 369 nicht mehr in Tab. A.5 vorhanden. Bei der zweiten Kategorie von besonderen Sternen – den möglichen Be-Sternen – gibt die Tabelle zusätzlich noch die Ursache für die Vermutung an. In den meisten Fällen beruht diese auf den H β -Daten. Manchmal sind einzelne Werte zu niedrig oder die Differenz der Daten aus den zwei Meßperioden ist deutlich größer als die Summe der Einzelfehler σ_B oder es gibt starke Abweichungen vom Literaturwert. In zwei Fällen (106 und 192) zeigen die Objektivprismenplatten (Abschn. 2.3) zu schwache Balmerlinien für den Spektraltyp.

Die letzte Gruppe umfaßt Sterne, deren photometrischer Spektraltyp (Tab. A.5, Spalte 3) stark vom Literaturwert (Tab. A.2, Spalte 5) abweicht. Als stark wurden bei vorhandener MK-Klassifikation Differenzen von mindestens 3 Spektralunterklassen betrachtet. War nur der HD-Typ aus dem CSI-Katalog (Ochsenbein et al., 1977) bekannt, dann mußte der Unterschied wegen der ungenaueren HD-Klassifikation mindestens fünf Unter-

klassen betragen. Obwohl die meisten abweichenden MK-Typen im Katalog von Houk und Cowley (1975) als Klassifikationen von guter Qualität gekennzeichnet sind, stimmt der HD-Spektraltyp in der Mehrzahl besser mit dem photometrischen MK-Typ überein. Daher kann man die Ursache wohl eher bei der Klassifikation von Houk und Cowley vermuten.

5.1.2 Felder homogener Extinktion

Entscheidend für die Bestimmung der Extinktionsverteilung und der räumlichen Struktur des Kohlensacks mit Hilfe photometrischer Daten (Tab. A.5) ist seine Aufteilung in Felder, in denen die Extinktion nahezu konstant ist (homogene Felder). Anderenfalls wäre die Streuung in $A_V(\text{EM})$ -Diagrammen (Abb. A.2) zu stark, um eine genaue Ermittlung von Entfernung und Extinktion zu erlauben.

5.1.2.1 Festlegung der Feldgrenzen

Eine erste grobe Aufteilung des Kohlensacks in homogene Felder geschah mit der A_V -Karte der Flächenphotometrie (Abb. 5.11) und Photographien. Dennoch liefern die homogenen Felder eine unabhängige Extinktionsverteilung, da die endgültigen Feldgrenzen allein auf den photometrischen Daten (Tab. A.5) beruhen. Bei der Festlegung der Feldgrenzen wurde beachtet, daß

1. ausreichend viele Sterne im Feld liegen ($n \geq 10$)
und
2. die Streuung der Extinktion σA_V im 'Freiraumgebiet'*) höchstens 0.2^m beträgt.

Die erste Bedingung ist erforderlich, um den Extinktionsgang sicher erkennen zu können. In Gebieten hoher Extinktion, wo nur wenige Sterne gemessen werden konnten, ist deren Anzahl manchmal kleiner als 10, weil sonst die Forderung nach Homogenität zu stark verletzt worden wäre. Die zweite Bedingung ist möglich, da das Gebiet zwischen Kohlensack und dem nächstinneren Spiralarm (Spiralarm -I oder Sgr-Car-Arm) nahezu staubfrei

*) Gebiet zwischen Kohlensack und Sgr-Car-Arm (siehe unten)

ist (Abschn. 5.1.3.4). Daher sind alle größeren Abweichungen vom mittleren A_V -Gang in einem Feld auf Meßfehler, stellare Besonderheiten (z.B. zirkumstellare Hüllen) oder falsche Feldgrenzen zurückzuführen.

Die Festlegung der Feldgrenzen begann mit einer Einteilung des Untersuchungsgebietes (Abb. 2.1) in 16 Rechtecke, wobei Felder mit starken Extinktionsmaxima zuerst unbeachtet blieben. Die A_V -Werte aller Sterne innerhalb eines Feldes wurden gegen ihren Entfernungsmodul mit den jeweiligen Fehlern aufgetragen (A_V (EM)-Diagramm). Dieser Extinktionsgang wurde dann durch einen gleitenden, gewichteten A_V -Mittelwert ausgeglichen, der alle Sterne (Index i) umfaßte, die innerhalb eines EM-Intervalls von 1^m Breite lagen oder deren EM-Fehlerbalken in das Intervall hineinreichten. Letztere bekamen als Gewicht $1 - \Delta EM_i / \sigma EM_i$, wobei ΔEM_i ihr EM-Abstand zu den Intervallgrenzen war. Das Programm berechnete entsprechend den Kehrwerten von σEM_i und σA_{Vi} gewichtete Intervallmittelwerte $\langle A_V \rangle$ und $\langle EM \rangle$ und eliminierte vor einer zweiten Bestimmung alle Sterne, deren A_V -Wert um mehr als $1.2 \sigma \langle A_V \rangle$ von $\langle A_V \rangle$ abwich. Als Mindeststreuung nahm ich $\sigma \langle A_V \rangle_{\min} = 2 \sigma \langle A_V \rangle$ an, um unrealistisch kleine Fehler zu vermeiden. Danach wurde das Intervall um $\Delta EM = 0^m.25$ verschoben, ein neuer Mittelwert mit Streuung berechnet und mit den vorhergehenden Werten verbunden (Abb. 5.3). Ausreißer in den A_V (EM)-Diagrammen wurden nach Berechnung der Ausgleichskurven daraufhin überprüft, ob sie besser in ein benachbartes Feld passen, wodurch es zu einer allmählichen Änderung der Feldgrenzen kam. Es erwies sich dabei als notwendig, einige Felder zu teilen oder mit anderen zusammenzulegen.

Abschließend wurden die Extinktionsmaxima als weitere Felder hinzugefügt. Diese Gebiete sind natürlich inhomogener und man kann keine durchschnittlichen A_V -Werte bestimmen, da die gemessenen Sterne mehr an den Feldrändern liegen. Abb. 5.4 zeigt die endgültige Aufteilung in homogene Felder. Die A_V (EM)-Diagramme aller 13 Felder findet man in den Abbildungen 5.3 (Feld VI) und A.2. Die Orientierung der Feldgrenzen parallel zu den galaktischen Koordinaten geschah aus praktischen Gründen. Dies hatte aber keinerlei Einfluß auf die tatsächliche Zuordnung von Sternen. Bei der geringen Dichte von im Mittel 4 Sternen pro Quadratgrad sind die Feldgrenzen nicht exakt

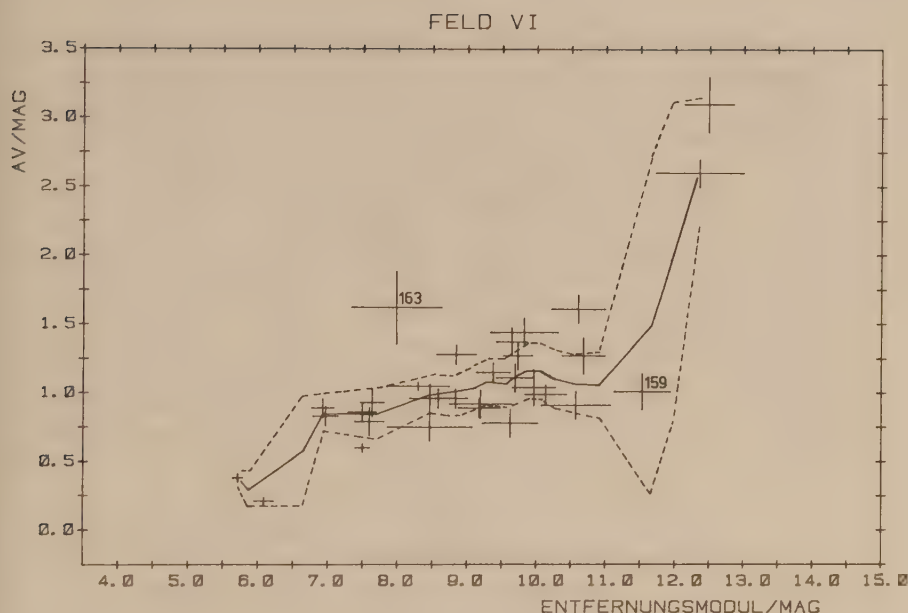


Abb. 5.3: $A_V(EM)$ -Diagramm von Feld VI. Durchgezogene Kurve: gleitender A_V -Mittelwert (siehe Text), gestrichelte Kurven: seine Streuung. Die Nummern bezeichnen abweichende Sterne (Tab. 5.2).

definiert und können daher in einem gewissen Rahmen frei gewählt werden. Im Verlauf der vorher beschriebenen Iteration näherten sie sich immer mehr den Extinktionskonturen aus der Flächenphotometrie an. Eine Wahl der Grenzen aber nach deren Verlauf hätte bei gleichzeitiger erschwerter Handhabung die Homogenität nicht verbessert und die Unabhängigkeit der Extinktionsverteilung beseitigt.

5.1.2.2 Kontrolle der $A_V(EM)$ -Daten

Meßfehler oder stellare Besonderheiten können zu Abweichungen von der mittleren Extinktion im Freiraumgebiet führen. Deshalb wurde bei Sternen, die sich nicht besser in benachbarte Felder einordnen ließen, die Ergebnisse für A_V und EM über-

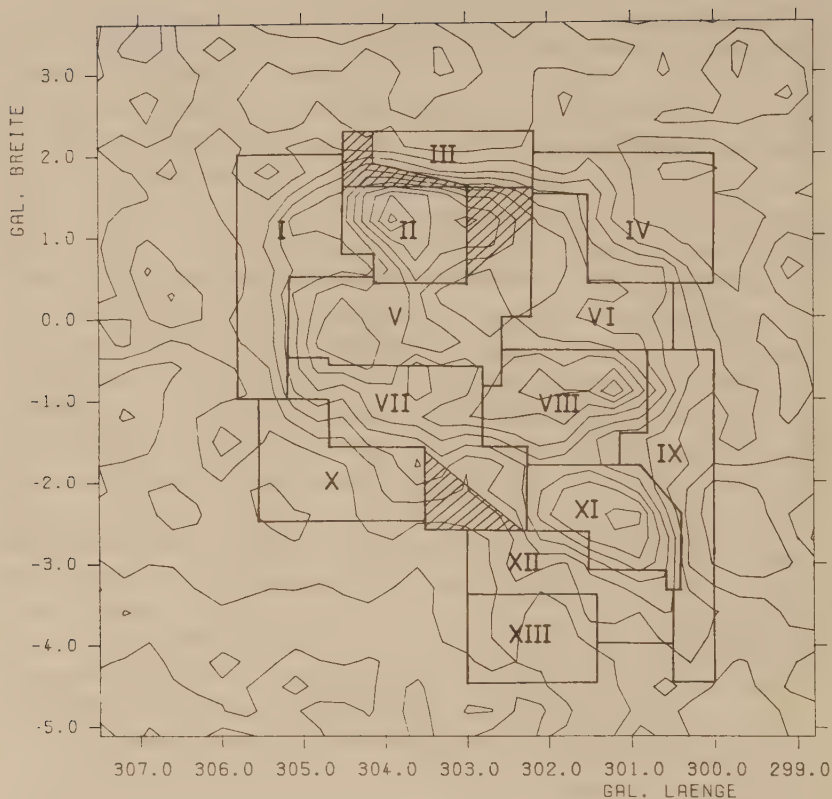


Abb. 5.4: Aufteilung des Kohlsackgebietes in Felder gleicher Extinktion. Größere Flächen ohne Sterne sind schraffiert. Als Untergrund dient die Extinktionskarte aus der Flächenphotometrie (Abschn. 5.2).

prüft. In den meisten Fällen war eine zu große Leuchtkraft $M_V(\beta)$ die Ursache, so daß man eine Hüllenemission vermuten kann. Bei vielen dieser Sterne bestätigte sich dies durch Vergleich mit Spektralkatalogen und den Objektivprismenplatten, so daß A_V und EM korrigiert werden mußten. Die restlichen abweichenden Sterne sind in den Abbildungen 5.3 und A.2 mit ihrer internen Nummer bezeichnet und in Tab 5.2 mit der möglichen Ursache aufgeführt.

Tabelle 5.2: Abweichende Sterne in $A_V(EM)$ -Diagrammen

Stern	Feld	(möglicher) Grund
56	IX	Be-Stern
95	IX	
141	XIII	
154	XIII	LKK:, kein $M_V(H\beta)$ möglich
159	VI	in NGC 4609
163	VI	Be-Stern
198	XII	Große Differenz zum HD-Spektraltyp
223	VIII	
239	V	
247	V	
262	III	
264	II	klare Stelle in DW ?
277	III	
278	III	stark abweichender Spektraltyp
286	VII	LK-Klasse angenommen
297	X	RZ Cen, $\Delta V = 0.3^m$, ZAMS-Stern ?
327	V	LKK aufgrund von $H\beta$ angenommen
345	X	
412	I	Be-Stern

Drei Programmsterne gehören zu den offenen Sternhaufen NGC 4609 (Nrn. 158 und 159) und NGC 4463 (Nr. 72), für die es unabhängige Messungen der Extinktion (Verfärbung) und des Entfernungsmoduls gibt. Durch die Zusammenfassung vieler Sterne eines Haufens sinken die Fehler von A_V und EM, so daß sich die Daten von Sternhaufen für eine Kontrolle der Einzelbestimmungen eignen. Die drei Sterne haben wegen ihrer Lage im Spiralarm -I ($EM > 10^4 D$) für die Untersuchung des Kohlensacks nur geringe Bedeutung. Andererseits treten auf Grund der großen Entfernung und Verfärbung systematische Fehler deutlicher hervor.

Im Rahmen der Fehler stimmen die Extinktionswerte der drei Sterne trotz der unsicheren Eigenfarben von Stern 72 mit den Literaturangaben für den jeweiligen Haufen (Tab. 5.3) überein. Diese geringe Abweichung bestätigt wie die uvby-Daten (Abschn. 5.1.1.2) die relativ hohe Genauigkeit der A_V -Werte und die korrekte Abschätzung von σ_{A_V} .

Tabelle 5.3: Programmsterne in Sternhaufen

NGC Stern	HD/DM	E(B-V)	EM	Autor(en)
4609		0. ^m 32	10. ^m 9	Rodgers(1960)
		0.36	10.60 $\pm$ 0.15	Feinstein und Marraco (1971)
158	-62.2888	0.34 $\pm$ 0.03	9.69 $\pm$ 0.27	
159	110373	0.31 $\pm$ 0.04	11.53 $\pm$ 0.41	
4463		0.44 $\pm$ 0.04	11.8	Moffat und Vogt (1973)
72	-64.1943	0.54 $\pm$ 0.07	13.06 $\pm$ 1.03	

Dagegen sind die Unterschiede der Entfernungsmodule größer als die geschätzten Fehler. Der Mittelwert von 158 und 159 mit 10.^m61 ist identisch mit dem Resultat von Feinstein und Marraco (1971). Da jedoch die Einzelwerte davon um etwa 1^m abweichen, kann man eine zufällige Übereinstimmung vermuten. Ursachen dafür können die Störungen durch die nahen Begleiter und bei 158 außerdem die Helligkeitsvariationen von 0.^m2 in V (Feinstein und Marraco, 1971) sein. Beachtet man weiterhin, daß die absolute Helligkeit von Stern 72 wegen der Leuchtkraftklasse Iab relativ unsicher ist, sind die Entfernungen dieser drei Haufensterne vermutlich ungenauer als die der übrigen Programmsterne. Auf die Bestimmung der Extinktionsverteilung haben Fehler in EM nur geringen Einfluß, weil durch die fehlende Extinktion im Freiraumgebiet falsche Entfernungen nicht zu falschen A_V -Werten führen.

5.1.3 Lage und Dimensionen des Kohlensacks

Obwohl sich der Entfernungsmodul EM gut für die Festlegung der homogenen Felder und die Entdeckung unbrauchbarer Sterne eignet, benötigt man für andere Rechnungen (z.B. Massenbestimmung) lineare Entfernungsangaben. Aus der Grundgleichung

$$EM = 5 \lg r - 5 \quad (r \text{ in pc})$$

folgt durch Umkehrung

$$r = 10^{0.2(EM + 5)} \quad (5.15)$$

Mit σ_{EM} lautet dann der Fehler von r

$$r = (\ln 10) / 5 \cdot r \cdot \sigma_{EM} = 0.461 \cdot r \cdot \sigma_{EM} \quad (5.16)$$

5.1.3.1 Analyse des Gesamtgebietes

Bei der Auswertung der $A_V(EM)$ -Diagramme besteht die Gefahr, daß durch geringe Sternanzahl und/oder falsche Feldgrenzen Eigenschaften des Kohlensacks nicht richtig erkannt werden. Deshalb stellt Abb. 5.5 die A_V - und EM-Daten aller Programmsterne

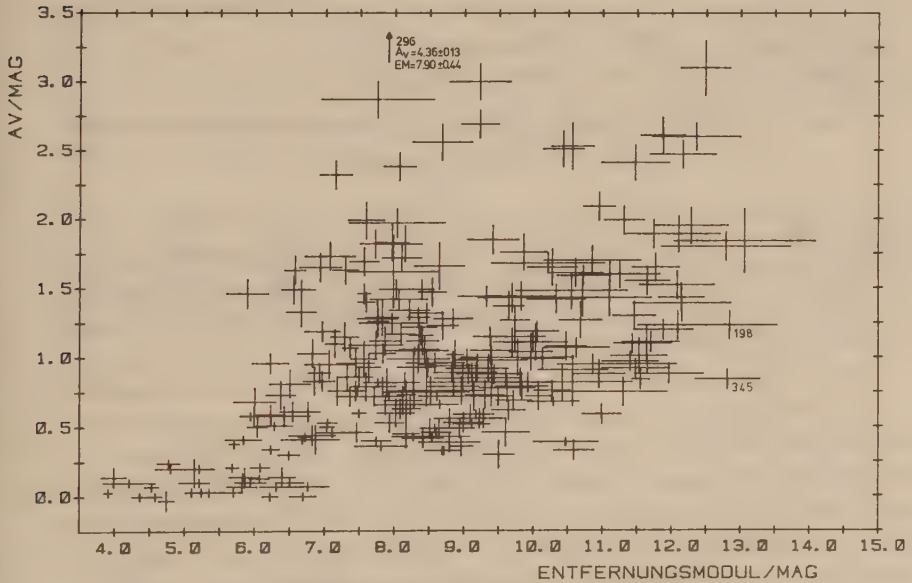


Abb. 5.5: $A_V(EM)$ -Diagramm für alle Programmsterne. Die Fehlerbalken entsprechen den 1σ -Fehlern in EM und A_V .

gemeinsam dar. Man kann so dem Diagramm verschiedene globale Grenz- und Näherungswerte entnehmen (Tab. 5.4).

Die Vordergrundextinktion ist gleich dem Mittelwert der homogenen Felder unmittelbar bei Beginn des Kohlensacks (A_{V1} in Tab. 5.5) mit

Tabelle 5.4: Analyse des Gesamtgebietes

Eigenschaft	Wert	Bemerkung
Vordergrund-extinktion	$A_V = 0^m.09 \pm 0^m.05$ 0.15 ± 0.07	bei EM = $4^m.0$ $6^m.0$
Mindest-extinktion	$A_V = 0.35 \pm 0.05$	inklusive Vordergrundextinktion
Typischer Wert	$A_V = 1.0$	
Vordergrenze	EM = 6.0 ± 0.1 $r = (158 \pm 7.3)\text{pc}$	aus Sternen mit $A_V \geq 0.4$
erneuter Ex- tinktionsan- stieg (Sgr-Car-Arm)	EM = 10.5 ± 0.4 $r = (1260 \pm 230)\text{pc}$	

$$\langle A_{V1} \rangle = 0^m.12 \pm 0^m.05.$$

Dieses Ergebnis stimmt gut mit der generellen Extinktion von $0^m.15 \pm 0^m.3$ in der galaktischen Ebene für $r=200\text{pc}$ überein (Scheffler, 1982). Der konstante Wert der Mindestextinktion für $7^m.0 < \text{EM} < 10^m.5$ weist auf ein nahezu staubfreies Zwischenarmgebiet hinter dem Kohlsack hin.

Die Entfernung $\text{EM}=6^m.0$ für die Vordergrenze des Kohlsacks ist ein Minimalwert, weil dieser leicht durch Einzelwerte verfälscht werden kann. Der Entfernungsmodul, bei dem die Mindestextinktion erneut ansteigt, entspricht der Maximalentfernung des Vorderrandes des Sgr-Car-Spiralarms. Diese Angabe ist relativ unsicher, da die Sterne in dieser Entfernung, nachdem ihr großer Entfernungsmodul feststand, nicht ein zweites Mal photometriert wurden und außerdem die Fehler in $E(B-V)$ und M_V mit wachsender Leuchtkraft zunehmen.

5.1.3.2 Die Kohlsack-Entfernung

Die Struktur der $A_V(\text{EM})$ -Diagramme (Abb. 5.6) legt als geeignete Ablesegrößen die Stellen nahe, wo sich die Steigung von $A_V(\text{EM})$ stark ändert. Nach Approximation der Teilstrecken (z.B. $\text{EM}_1\text{-EM}_2$) durch Geraden konnten die ersten drei Wertepaa-

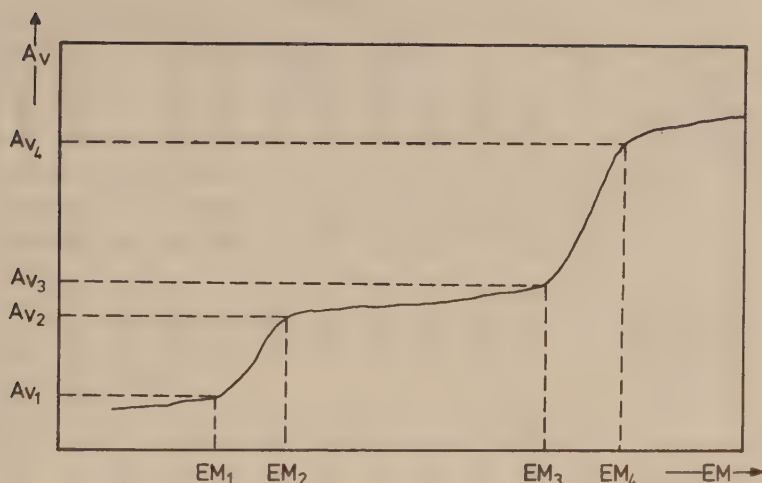


Abb. 5.6: Schematische Darstellung eines $A_V(EM)$ -Diagramms mit den Ablesegrößen (siehe Text)

re sowie die halben Streubreiten $\sigma_{A_{V1}}$, $\sigma_{A_{V2}}$ und σ_{EM_3} aus jedem Diagramm abgelesen werden. Daraus ergeben sich 5 Größen, die Eigenschaften des Kohlsacks und des Freiraumgebiets beschreiben:

$$\begin{aligned}
 EM_{KS} &= (EM_1 + EM_2)/2 \\
 \sigma_{EM_{KS}} &= (EM_2 - EM_1)/4 \\
 A_{VKS} &= A_{V2} - A_{V1} \\
 \sigma_{A_{VKS}} &= ((\sigma_{A_{V1}})^2 + (\sigma_{A_{V2}})^2)^{0.5} \\
 A_{VFG} &= A_{V3} - A_{V2}.
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

EM_{KS} ist die Entfernung des jeweiligen Feldes, $\sigma_{EM_{KS}}$ der zugehörige wahrscheinliche Fehler, A_{VKS} die mittlere Extinktion des Feldes, $\sigma_{A_{VKS}}$ deren Fehler sowie A_{VFG} die Extinktion im Freiraumgebiet. Die Breite $EM_2 - EM_1$ wird von dem Entfernungsfehler der Sterne und der Dicke des Kohlsacks bestimmt. Daher erschien ein Viertel dieser Strecke als ein gutes Maß für den wahrscheinlichen Fehler der Entfernung. Die gemessenen und berechneten Größen findet man in Tab. 5.5.

Tabelle 5.5: $A_V(EM)$ -Analyse

Feld	A_{V_1}	A_{V_2}	A_{V_3}	EM_1	EM_2	EM_3	EM_{KS}	$A_{V_{KS}}$	$A_{V_{FG}}$	Schwerpunkt (1, b)
I	0.12 ± 0.06	0.80 ± 0.15	0.90	6.0	6.75	10.0 ± 0.25	6.37 ± 0.18	0.68 ± 0.16	0.10	$305.3, 1.0$
II		3.0 ± 0.6	3.0:	6.3:	7.5	≥ 10.25	6.9 ± 0.3		0.0:	$303.5, 0.8$
III	0.10 ± 0.05	0.85 ± 0.20	0.85	5.9	6.6	10.3 ± 0.5	6.35 ± 0.18	0.75 ± 0.21	0.00	$303.6, 2.0$
IV	0.06 ± 0.10	0.46 ± 0.10	0.57	5.6	6.0	10.9 ± 0.25	5.80 ± 0.10	0.40 ± 0.14	0.11	$300.7, 1.6$
V	0.1 ± 0.1	1.55 ± 0.25	1.70	5.9:	6.7	10.9 ± 0.35	6.3 ± 0.2	1.45 ± 0.27	0.15	$303.0, 0.2$
VI	0.18 ± 0.1	0.85 ± 0.17	1.21	6.0	6.8	11.0 ± 0.4	6.40 ± 0.20	0.67 ± 0.20	0.36	$301.9, 0.0$
VII	0.13 ± 0.06	1.13 ± 0.18	1.18	6.0	6.9	10.2 ± 0.25	6.45 ± 0.23	1.00 ± 0.19	0.05	$303.4, -1.4$
VIII	$\leq .5$	2.2 ± 0.5	2.3:	6.4:	7.5	≥ 10.5	6.95 ± 0.3	$> 1.7 \pm 0.5$	0.1:	$301.7, -0.8$
IX	0.20 ± 0.10	0.80 ± 0.18	0.87	6.0	6.75	≥ 10.7	6.37 ± 0.18	0.60 ± 0.20	0.07	$300.5, -2.1$
X	0.04 ± 0.04	0.52 ± 0.12	0.65	5.3	6.0	11.1 ± 0.5	5.65 ± 0.18	0.48 ± 0.13	0.13	$304.9, -1.7$
XI	0.20 ± 0.13	2.5 ± 0.3		6.7	7.2	> 9.5	6.95 ± 0.13	2.3 ± 0.33		
XII	0.13 ± 0.10	0.75 ± 0.15	0.82	6.4	7.1	10.7 ± 0.5	6.75 ± 0.18	0.62 ± 0.18	0.07	$302.0, -3.0$
XIII	0.10 ± 0.06	0.40 ± 0.10	0.40	6.7:	7.5	9.3 ± 0.3	7.1 ± 0.2	0.30 ± 0.12	0.00	$302.4, -3.8$

Als Mittelwerte aller Felder ergeben sich

$$\begin{aligned}\langle EM_{K5} \rangle &= 6^m.49 \pm 0^m.44 \\ \langle A_{VK5} \rangle &= 0^m.92 \pm 0^m.60 \quad (\text{ohne II}).\end{aligned}\quad (5.18)$$

Ohne die Felder mit hoher Extinktion (II, VIII und XI) beträgt die Streuung $\sigma_{A_{V2}}$ (Tab. 5.5) im Mittel $0^m.2$ bis $0^m.3$. Dies ist um $0^m.1$ bis $0^m.15$ größer als die Einzelfehler der Sterne und demonstriert die Extinktionsvariation in den Feldern.

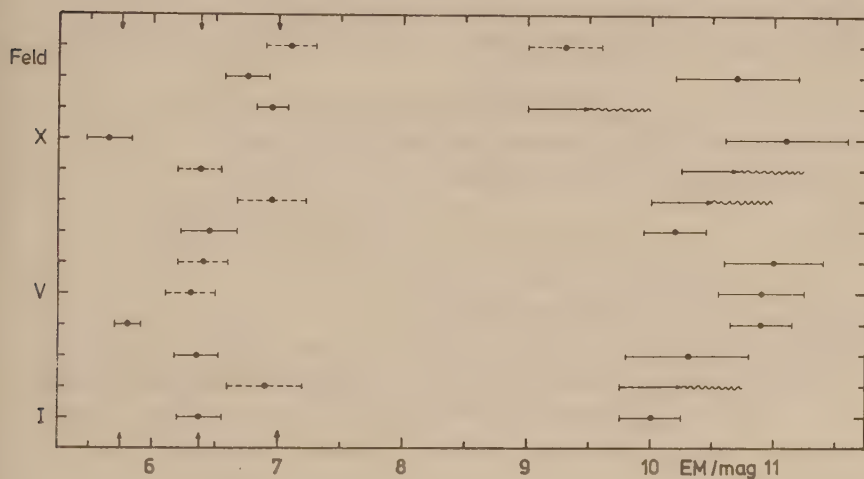


Abb. 5.7: Entfernungsmodule EM_{K5} und EM_3 der 13 Kohlsackfelder mit Fehlern. Unsichere Daten sind gestrichelt. Kennt man von EM_3 nur eine untere Grenze (Pfeilspitze), wurde ein Fehler von $\pm 0^m.5$ angenommen. Weitere Erläuterungen im Text.

Der Mittelwert $\langle EM_{K5} \rangle$ stimmt mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen (z.B. Rodgers, 1960, Neckel und Klare, 1980) überein. Die Standardabweichung ist aber zu groß, um allein auf zufälligen Fehlern zu beruhen. Rechnet man $\langle EM_{K5} \rangle$ mit den Gleichungen (5.15) und (5.16) in

$$\langle r_{K5} \rangle = (198.6 \pm 40.3) \text{ pc}$$

um, findet man einen relativen Fehler von 20%.

Da die EM_{KS} -Werte (Tab. 5.5) auf Mittelung beruhen, müßten ihre EM_{KS} eher kleiner als die Fehler der Einzelwerte sein. In der Regel ist dies der Fall. Dagegen sind die Streuungen in (5.18) deutlich größer. Deshalb ist es wahrscheinlich, daß der Kohlensack keine dünne Scheibe mit variabler Extinktion aber einheitlicher Entfernung ist, sondern eine meßbare Tiefenerstreckung hat. Abb. 5.7 legt eine Aufspaltung in drei Gruppen mit verschiedenen Entfernungen nahe. Dies wird durch Häufigkeitsdiagramme (Abb. 5.8), die jeweils drei deutlich getrennte Maxima haben, bekräftigt. Als Gruppenwerte (Pfeile an den Rändern von Abb. 5.7) ergaben sich:

$$\begin{aligned}
 \langle EM_{KS} \rangle_1 &= 5^m.75 \pm 0^m.10 && \text{IV, X} \\
 r_{KS1} &= (141.3 \pm 6.5) \text{ pc} \\
 \langle A_{VKS} \rangle_1 &= 0^m.44 \pm 0^m.06 \\
 \\
 \langle EM_{KS} \rangle_2 &= 6^m.37 \pm 0^m.05 && \text{I, III, V, VI, VII, IX} \\
 r_{KS2} &= (188.0 \pm 4.1) \text{ pc} && (5.19) \\
 \langle A_{VKS} \rangle_2 &= 0^m.86 \pm 0^m.32 \\
 \\
 \langle EM_{KS} \rangle_3 &= 6^m.93 \pm 0^m.13 && \text{II, VIII, XI, XII, XIII} \\
 r_{KS3} &= (243.1 \pm 14.4) \text{ pc} \\
 \langle A_{VKS} \rangle_3 &= 1^m.54 \pm 0^m.85 && \text{ohne II und XIII,}
 \end{aligned}$$

wobei die Felder entsprechend den Kehrwerten ihrer $\sigma_{EM_{KS}}$ gewichtet wurden. Die Zuordnung von Feld XII ist nicht ganz eindeutig, aber wegen seiner (l,b)-Position zwischen Feld XI und XIII erscheint eine Zugehörigkeit zur Gruppe 3 am wahrscheinlichsten.

Die Standardabweichungen der $\langle EM_{KS} \rangle_i$ sind nun deutlich kleiner als beim Gesamtwert (5.18). Da der mittlere Abstand der drei Gruppen voneinander mit $\Delta EM = 0^m.6$ doppelt so groß ist wie die mittleren Fehler $0^m.26$ der EM-Werte, spricht dies für eine reale Tiefenerstreckung. Rodgers (1960) Mittelwert seiner 7 Regionen

$$\begin{aligned}
 \langle EM \rangle_R &= 6^m.20 \pm 0^m.33 \\
 r_R &= (174.0 \pm 26.5) \text{ pc}
 \end{aligned}$$

stimmt ungefähr mit der Distanz der zweiten Gruppe überein. Wegen der recht hohen Streuung vermutete schon Rodgers, daß

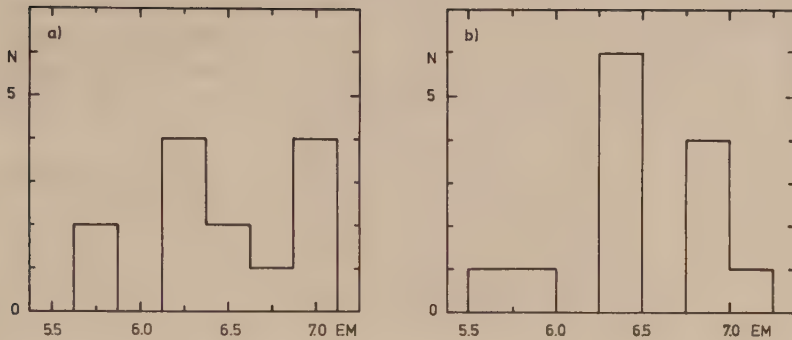


Abb. 5.8: Häufigkeitsdiagramme der EM_{KS} -Werte. Zur Kontrolle sind die Histogrammgrenzen in den Teilbildern a) und b) um 0.125 (halbe Intervallbreite) gegeneinander verschoben.

ein Teil auf realen Entfernungsunterschieden beruhen müsse. Da aber seine Daten sowohl in A_V als auch EM ungenauer waren und nur wenige oder keine Werte im kritischen Bereich $6.0 \leq EM < 7.0$ lagen, konnte er die Tiefenstaffelung nicht untersuchen.

5.1.3.3 Struktur des Kohlensacks

Betrachtet man die (l, b) -Verteilung der drei Gruppen, so konzentrieren sich die Felder der mittleren Gruppe im nördlichen Teil des Kohlensacks, während diejenigen der Gruppe 3 mehr im Süden liegen. Die Lage von Feld II inmitten der Gruppe 2 läßt an sich überlappende Dunkelwolken denken, da Variationen der Staubbichte wohl vorkommen, aber richtige Löcher unwahrscheinlich sind. Eine Überlagerung sollte sich durch Feinstufen in den $A_V(EM)$ -Diagrammen bemerkbar machen. Im kritischen Intervall $5.5 \leq EM < 7.5$ befinden sich aber nur relativ wenige Sterne. Deshalb geben die Daten keine sicheren Hinweise auf weitere Stufen und damit eine Überlappung.

Ein weiteres Problem ist die Gruppe 1. Die geringen Entfernungen in den beiden Feldern IV und X beruhen auf nur jeweils zwei Sternen (Abb. A.2). Eine Kontrolle ergab keine Hinweise

auf Fehler. Dennoch erscheint in Anbetracht der geringen Sternzahl, der getrennten Lage der zwei Felder und der fehlenden Bestätigungen in den übrigen Feldern die Existenz einer dritten, nahen Dunkelwolke bei $\langle EM_{K5} \rangle_1$ als zweifelhaft. Aus diesen Gründen betrachte ich die beiden Felder als Teil und in der Entfernung von Gruppe 2.

Dagegen sind die Gruppen 2 und 3 - im folgenden als Dunkelwolken $DW\alpha$ und $DW\beta$ bezeichnet - durch die größere Zahl der Felder und deren zusammenhängende Lage besser belegt. $DW\alpha$ definiert das übliche Kohlensackgebiet. Störend wirkt nur Feld IX, das sich weit nach Süden erstreckt. Bei der Festlegung der homogenen Felder war die Tiefenstaffelung des Kohlensacks nicht bekannt und die Feldgrenzen wurden durch die Forderung nach möglichst geringer A_V -Streuung im Freiraumgebiet bestimmt. Dies bewirkte, daß z.B. die Felder IX und XII getrennt blieben, obwohl sie ähnliche A_{VK5} -Werte haben (Tab. 5.5). Tatsächlich können alle Sterne von Feld IX mit $b_l - 2.0^\circ$ ebenso gut in das $A_V(EM)$ -Diagramm von Feld XII eingetragen werden. So folgt als südliche Grenze von $DW\alpha$ $b = -2.5^\circ$ in Übereinstimmung mit den Feldern X und VII (Abb. 5.9a).

Die Dunkelwolke $DW\beta$ ist inhomogener als $DW\alpha$. Ihre typische Extinktion von etwa 1.0° gleicht zwar der von $DW\alpha$, aber A_V kann auf über 2.0° (Feld II) ansteigen. Die Streuung ist in den Feldern II, VIII und XI so groß, daß die Existenz einer A_V -Stufe durch $DW\alpha$ nicht ausgeschlossen werden kann. In diesem Fall wüchse $\langle EM_{K5} \rangle_3$ um ungefähr 0.3 an, was besser zu dem Resultat von Feld XIII paßt (Abb. 5.7). Umgekehrt ist in dem Diagramm von Feld V, in dem sich $DW\beta$ bemerkbar machen müßte, keine weitere Stufe zu erkennen. Obwohl die Streuung in diesem Feld ungewöhnlich groß ist (Abb. A.2), konnte sie durch andere Feldgrenzen oder eine Aufspaltung nicht verringert werden. Die Extinktion ist um 0.7 höher als in den übrigen Feldern von $DW\alpha$, so daß vermutlich $DW\beta$ zur Extinktion beiträgt. $DW\beta$ hätte danach eine mehr längliche Gestalt, die sich diagonal von den Feldern XII und XIII zu Feld II erstreckt (Abb. 5.9a).

Die Fehler von EM_{K5} (Tab. 5.5) sind zwar ein Maß für die Unsicherheit im Entfernungsmodul, enthalten aber auch Informationen über die Dicke der Dunkelwolken. Bildet man die Mittelwerte der $\sigma_{EM_{K5}}$ für jede Dunkelwolke (=Dicke d) und vergleicht

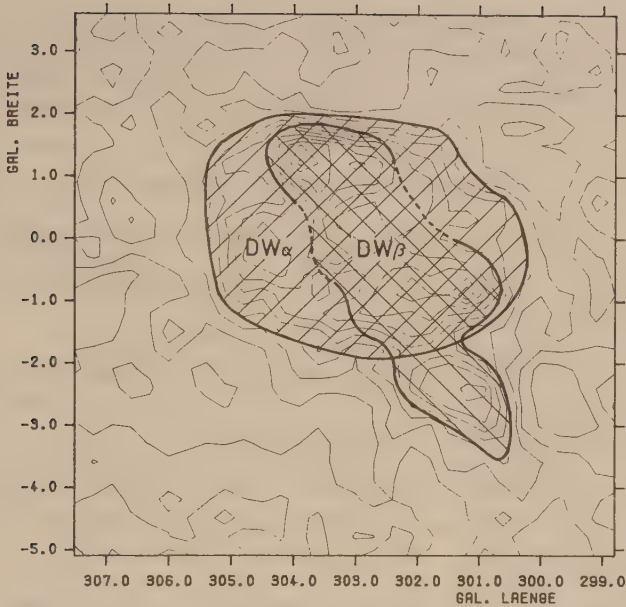


Abb. 5.9a: (l,b)-Karte der Aufteilung des Kohlsacks in die zwei Dunkelwolken DW_{α} und DW_{β} . Die Extinktionsverteilung (Abb. 5.11) dient als Orientierung.

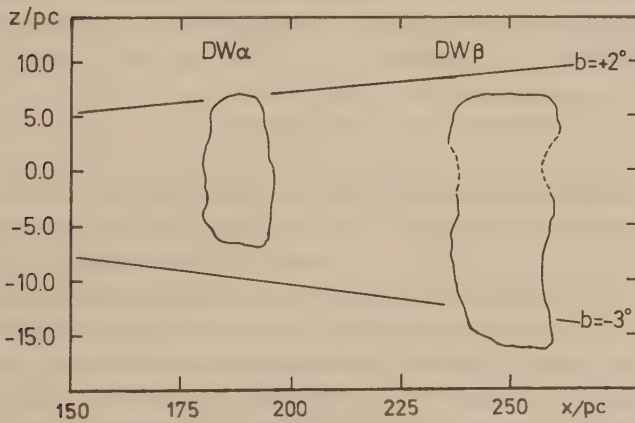


Abb. 5.9b: Tiefenstaffelung der Dunkelwolken DW_{α} und DW_{β} im Kohlsack. Der gestrichelte Teil von DW_{β} deutet den unklaren Verlauf in Feld V an (siehe Text).

sie mit den in Parsec umgerechneten Winkeldurchmessern, so findet man keine Unterschiede in den räumlichen Dimensionen (Tab. 5.6). Ebenso ist das Verhältnis Dicke d zu σr , der Stan-

Tabelle 5.6: Kohlensack-Teilwolken

	DW α	DW β
Entfernung		
r/pc	188	243
$\sigma r/\text{pc}$	4.1	14.4
Durchmesser		
D°	4	5 x 2
D/pc	13.1	21.2 x 8.5
Dicke d/pc	16.5	24.6
$d/\sigma r$	4.0	1.7
A_V	$0.4^m - 1.0^m$	$0.6^m - 2.0^m$

dardabweichung der Entfernungen der Felder jeder Wolke, größer als 1, wie man es bei einer meßbaren Dicke erwartet. Auf diesen Ergebnissen basierend zeigt Abb. 5.9b ein Modell der Tiefenstruktur des Kohlensacks.

5.1.3.4 Freiraumgebiet und Sgr-Car-Arm

Schon Rodgers (1960) bemerkte, daß die Region zwischen Kohlensack und dem nächstinneren Spiralarm eine sehr geringe Extinktion ('clear region') hat, weshalb sie in dieser Arbeit als Freiraumgebiet bezeichnet wird. Die Existenz dieses Gebietes war ein Hauptgrund für die Auswahl des Kohlensacks als Untersuchungsobjekt. Denn nur so kann man sicher sein, daß die beobachtete Dunkelwolke die gemessene Extinktion verursacht.

Aus dem allgemeinen Trend geringer Extinktion fällt nur das Feld VI heraus, das mit $A_{VFG} = 0.36^m$ einen ungewöhnlich großen Wert hat. Die Region IV von Rodgers (1960) deckt sich annähernd mit diesem Feld und zeigt ebenfalls einen deutlichen Extinktionsanstieg. Eine erhöhte Staubbichte, die sich über das

gesamte Zwischenarmgebiet erstreckt und dennoch auf Feld VI beschränkt ist, erscheint unwahrscheinlich. Alle Sterne, die die hohe Freiraumextinktion verursachen, liegen am Rand zu den Feldern V und VIII, die wesentlich größere Extinktionen als Feld VI haben. Vermutlich bilden diese Sterne ein eigenes Zwischenfeld, was aber wegen ihrer geringen Anzahl nicht überprüfbar war.

Für die übrigen Felder (ohne Feld XI, das keine Daten hat) ergibt sich als Mittelwert

$$\langle A_{VFG} \rangle = 0^m.07 \pm 0^m.05.$$

Die geringe Größe der Freiraumextinktion wird noch deutlicher, wenn man die Steigung

$$a_{VFG} = 0^m.08/\text{kpc} \quad (270 \leq r \leq 1100 \text{ pc})$$

berechnet und sie mit dem entsprechenden Wert für den Kohlen-sack-Vordergrund (Abschn. 5.1.3.1)

$$a_{V1} = 0^m.67/\text{kpc} \quad (r \leq 180 \text{ pc})$$

vergleicht. Ein ähnliches Verhältnis erhielten auch Neckel und Klare (1980, ihre Abb. 9a). Da sich die Sonne an dem galaktischen Zentrum zugewandten Rand des lokalen Arms befindet (Schmidt-Kaler, 1974), spiegeln a_{V1} und a_{VFG} die Staubbichten im Spiralarm und im Zwischenarmgebiet wider.

Die $A_V(\text{EM})$ -Daten (Tab. 5.5) ermöglichen auch eine Entfernungsbestimmung des nächstinneren, d.h. des der Sonne in Richtung auf das galaktische Zentrum am nächsten gelegenen Spiralarms. Die EM_3 -Daten der Felder findet man in Abb. 5.7. Wegen der hohen Extinktion in den Feldern II, VIII und XI und der Grenzgröße der Beobachtung von $V \approx 10^m$ konnten bei ihnen und Feld IX keine Sterne im Spiralarm -I beobachtet werden, so daß ihr EM_3 nur eine untere Grenze ist.

Die EM_3 -Werte der Felder XI und XIII sind mit $9^m.5$ um mindestens $0^m.5$ kleiner als die der übrigen Felder (Abb. 5.7). Bei Feld XI sind die fehlenden Sterne der Grund. Klare und Neckel (1980) stellen in ihrem Feld 164, das die beiden Felder XII und XIII einschließt, einen Extinktionsanstieg zwischen 1 und 2 kpc fest, was eindeutig größer als der Wert für Feld XIII ist, aber gut mit dem Ergebnis für Feld XII übereinstimmt. Berücksichtigt man außerdem die unsichere absolute Helligkeit

bei Stern 154 ist es wahrscheinlich, daß EM_3 von Feld XIII zu niedrig ist.

Für die übrigen Felder (ohne II und VIII) findet man als mittleren Abstand des uns zugewandten Seite des Spiralarms

$$\langle EM_3 \rangle = 10^{m_3} \pm 0^{m_4}$$

$$r_3 = (1.32 \pm 0.24) \text{ kpc.}$$

Die Streuung von $\langle EM_3 \rangle$ ist größer als die der einzelnen Felder, eventuell ein Hinweis auf einen systematischen Effekt. Nach Abb. 5.7 nehmen die EM_3 -Werte mit wachsender Feldnummer zu, sofern man von dem Sprung beim Übergang von Feld VI nach VII und den problematischen Feldern XI und XIII absieht. Die Feldnummern steigen von Ost nach West und dann von Nord nach Süd (Abb. 5.4). Daher kann die erhöhte Standardabweichung auf unterschiedlichen Entfernungen des Sgr-Car-Arms je nach Blickrichtung beruhen. Diagramme der Spiralstruktur in der Sonnenumgebung (Schmidt-Kaler, 1974 und Humphreys, 1976) demonstrieren, daß wir im Bereich des Kohlensacks (300° ($\leq 306^\circ$)) schräg auf den Arm -I, der seine Tangentialrichtung in Carina bei $l \approx 290^\circ$ hat, blicken.

Abb. 5.10 zeigt die EM_3 -Daten der Felder als Funktion der galaktischen Länge des (l, b)-Schwerpunktes ihrer Sterne mit $EM_{2.9}^{m_5}$ (Tab. 5.5). Aus den mit $1/\sigma EM_3$ gewichteten Daten wurde eine Ausgleichsgerade berechnet, deren Standardabweichung von $0^{m_3.33}$ dem Fehler der EM_3 -Werte entspricht. Die Steigung

$$em_3 = (0.15 \pm 0.12) \text{ mag}/^\circ$$

gibt die Neigung des Spiralarms zur Blickrichtung dem Vorzeichen nach korrekt wieder, wenn auch der Betrag verglichen mit Diagrammen der Spiralstruktur zu groß ist. Bei ausreichend genauen Daten kann also nicht nur die Entfernung von Spiralarmen sondern auch ihre Steigung über relativ kleine Winkelbereiche ermittelt werden.

5.2 Extinktionsverteilung im Kohlensack

Die A_V -Daten der Sterne im Freiraumgebiet gestatten im Prinzip die Berechnung der zweidimensionalen Verteilung der Extinktion im Kohlensack. Zwischen $EM=7^{m_0}$ und 10^{m_0} befinden

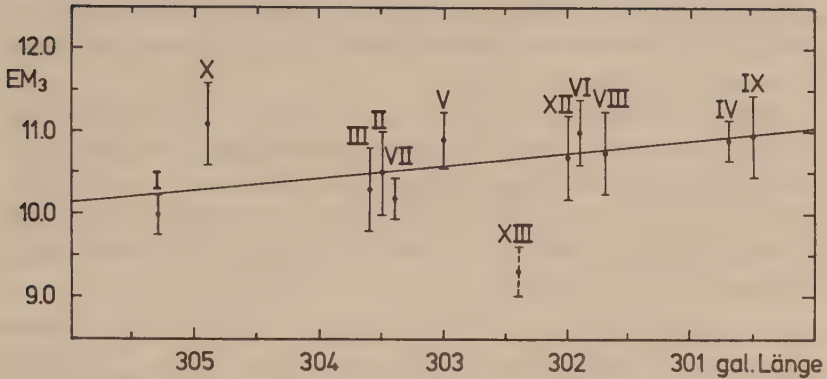


Abb. 5.10: EM_3 -Daten der homogenen Felder als Funktion des l-Schwerpunktes der Sterne mit $EM_2 \geq 9^m.5$. Bei Feldern mit nur einem Minimalwert für EM_3 wurde dieser um $0^m.25$ erhöht und ein Fehler von $\pm 0^m.5$ angenommen. Der Geradenausgleich erfolgte ohne Feld XIII.

sich aber nur etwa 60% der 280 Programmsterne (Abb. 5.5). Bei einer gleichmäßigen Verteilung dieser Sterne über das Meßgebiet entspräche das einer Auflösung von $0.4''$, die sich aber durch Häufung der Sterne noch weiter verringert. Außerdem umfaßt das von Programmsternen überdeckte Gebiet kaum die extinktionsarmen Randzonen. Diese Probleme treten bei der Bestimmung der Extinktionsverteilung mit der Flächenphotometrie des Kohlendackgebietes (Seidensticker et al., 1982) nicht auf. Die Sterne dienen dann dazu, die Ergebnisse zu kontrollieren und zu eichen (Abschn. 5.2.2).

5.2.1 Extinktionsverteilung aus der Flächenphotometrie

Beim üblichen Verfahren erhält man die Extinktionsverteilung einer Dunkelwolke aus dem Vergleich der Sternzahlen innerhalb der Wolke mit denen möglichst extinktionsfreier Nachbargebiete. Diese Methode hat mehrere Nachteile. Für eine ausreichende Sternanzahl in der Dunkelwolke sind entweder große Felder nötig, wodurch sich die Auflösung vermindert, oder die

Zählung muß bis zu sehr schwachen Sternen gehen, was den Aufwand beträchtlich erhöht. Außerdem ist fraglich, inwieweit die Vergleichsfelder selber extinktionsfrei und typisch für den Dunkelwolken-Hintergrund sind.

Diese Nachteile sind bei Verwendung einer Flächenphotometrie kleiner oder nicht vorhanden. Andererseits ist hier das Streulicht ein neues Problem, da der größte Teil des extinguierten Hintergrundlichtes $I_H(\lambda)$ nicht absorbiert sondern gestreut wird. Die gemessene Intensität $I_G(\lambda)$ eines Raumwinkel-elementes mit den Koordinaten (l, b)

$$I_G(\lambda) = I_H(\lambda) \cdot 10^{(-0.4A(\lambda))} + I_{SL}(\lambda) + I_V(\lambda), \quad (5.20)$$

setzt sich aus dem um die Extinktion $A(\lambda)=A_\lambda$ verringerten Hintergrundlicht, dem Streulicht im Sehstrahl $I_{SL}(\lambda)$ und dem Beitrag der Sterne vor der Dunkelwolke $I_V(\lambda)$ zusammen.

Im Rahmen der Flächenphotometrie des Kohlensackgebietes erfolgte eine erste Berechnung der Extinktionsverteilung im Kohlensack mit dem neuen Verfahren (Seidensticker, 1979). Diese Karte beschränkte sich aber auf die Kerngebiete, so daß weder die genaue Größe (definiert durch eine Linie konstanter, geringer Extinktion) noch die Masse sicher ermittelt werden konnten. Deshalb war eine Neuberechnung wünschenswert.

Die Flächenphotometrie hat eine Auflösung von 0.3° und wurde in den Spektralbereichen U, B, V und R durchgeführt. Im Gegensatz zu den Sternen überdeckt sie das Gebiet lückenlos und kann somit eine vollständige Extinktionskarte liefern. Für die Ermittlung von $I_H(\lambda)$ wurden zuerst in Nachbargebieten des Kohlensacks an den Intensitätsgang als Funktion der galaktischen Breite Gaußkurven angepaßt und dann für den Kohlensack interpoliert (Seidensticker, 1979). Das Vordergrundlicht $I_V(\lambda)$ beträgt wegen der Nähe der Dunkelwolke selbst an den dunkelsten Stellen höchstens 10% von $I_G(\lambda, l, b)$. Da I_V auch Teil von I_H ist und durch Gleichung (5.20) nahezu kompensiert wird, konnte $I_V=0$ angenommen werden.

Als einzige unbekannte Größe blieb das Streulicht. Mattila (1970b und 1976) berechnete den Anteil des gestreuten zum einfallenden Licht als Funktion der optischen Dicke τ , der Albedo a und des Streuparameters g ($g=0$: isotrope und $g=1$: totale Vorwärtstreuung). Seine Tabellenwerte lassen sich bis $\tau=3.0$

mit einer Abweichung von nur 2% durch die Funktion

$$I_{SL}(\lambda) = I_{SLO}(\lambda)(\exp(-(1-a)\cdot\tau(\lambda)\cdot\gamma) - \exp(-\tau(\lambda))) \quad (5.21)$$

$$\text{mit } \gamma = 1 - 0.1(1-g)\cdot\tau(\lambda)\cdot a$$

darstellen (Seidensticker, 1979). In (5.21) ist $I_{SLO}(\lambda)$ ein Maß für die mittlere Intensität des einfallenden Lichtes.

Die Werte für $I_{SLO}(\lambda)$ können nur schlecht durch eine Ausgleichung bestimmt werden, da für optische Dicken kleiner als 3.0 Extinktion und Streulicht mit wachsendem τ zunehmen und dadurch das Differenzenminimum schlecht definiert ist. Aus diesem Grunde erfolgte die Anpassung nur bezüglich $A(\lambda)$.

Untersuchungen des Streulichts im und in der Nähe des Kohlensacks (Mattila, 1970b, und Seidensticker, 1979) zeigten, daß die Werte

$$a = 0.65 \pm 0.10 \quad \text{und} \quad g = 0.75 \pm 0.10 \quad (5.22)$$

gut das Streuverhalten des Staubes im visuellen Spektralbereich beschreiben. Dies bedeutet, daß das Licht weitgehend in Vorwärtsrichtung gestreut wird. Nach Mattila (1976, Anhang 2) weicht die Farbe des gestreuten Lichtes für $\tau \leq 3.0$ nur um wenige Prozent von der Farbe des einfallenden Lichtes ab. In einer Arbeit (1970a) untersuchte er die Farbe des Streulichts im Kohlensack und erhielt für die sicheren Meßpunkte mit $A(B) \geq 1.0$

$$(B-V)_{SL} = 0.50 \quad \text{und} \quad (U-B)_{SL} = 0.15.$$

Aus den Farbkarten des Kohlensackgebietes (Seidensticker et al., 1982) ergibt sich als mittlere Farbe für eine Fläche von $7^\circ \times 7^\circ$ um $l=303^\circ$ und $b=0^\circ$

$$(U-B)_{KS} = 0.0 \pm 0.10$$

$$(B-V)_{KS} = 0.75 \pm 0.15$$

$$(V-R)_{KS} = 1.2 \pm 0.15.$$

Da die Streulichtfarben von Mattila (1970a) um etwa 0.2 kleiner als die beobachteten Farben sind, wurde auch $(V-R)_{KS}$ um diesen Betrag verkleinert.

Der noch unbekannte Wert von $I_{SLO}(V)$ läßt sich aus dem beobachteten Maximalwert

$$I_{SL}(V) = (80 \pm 5) 510V$$

(Mattila, 1970a), der Streufunktion (5.21) und den Streuparametern (5.22) zu

$$I_{\text{SL}}(V) = (215 \pm 60) 510V$$

berechnen. Die Fehlerangabe entspricht einer möglichen Variation der Albedo a um ± 0.1 . Änderungen von g sind von wesentlich geringerer Bedeutung. $I_{\text{SL}}(V)$ ist deutlich größer als die mittlere Helligkeit der Milchstraße von 130 510V (Schmidt-Kaler et al., 1983), was wegen des Wertes von g und der Lage auf dem galaktischen Äquator plausibel erscheint.

Da $A(\lambda)$ bzw. die optische Dicke $\tau(\lambda)$ ($A(\lambda) = 1.086 \cdot \tau(\lambda)$) auch das Streulicht bestimmt, kann die Extinktion in jedem Bildpunkt nur durch eine Iteration berechnet werden. Ausgehend von $I_{\text{SL}} = 0$ erhält man eine Mindestextinktion als Startwert, aus Gleichung (5.21) dann das Streulicht und mit (5.20) einen neuen Extinktionswert. Die Iteration lief solange, bis die Differenz $|A(\lambda)_{\text{alt}} - A(\lambda)_{\text{neu}}| \leq 0.02$ war, wozu meistens nur zwei Durchläufe nötig waren. In Bildpunkten mit negativer Extinktion wurde I_{SL} auf null gesetzt.

Die Extinktionsbestimmung erfolgte in allen vier Spektralbereichen getrennt. Die Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion ist im optischen Spektralbereich überall im Kohlendioxid gleich (Kap. 6). Dies erlaubt eine Summation aller Punkte mit $A(V) \geq 0.2$ getrennt nach den Spektralbereichen und eine Berechnung der Verfärbungsverhältnisse f_λ (Tab. 5.7). Zum Vergleich sind die Werte der 'Standardkurve' (Kap. 6) von Savage und Mathis (1979) aufgeführt. In R und U gibt es Unterschiede von 9 und 15%. Dies ist aber kein Hinweis auf ungewöhnliche Extinktionskurven, da bei den sichereren Kurven der Sterne keine derartigen Abweichungen auftraten (Kap. 6). Systematische Fehler sind in diesen Spektralbereichen vor allem durch das Luftleuchten zu erwarten (Seidensticker et al., 1982). Eine Reduktion von I_G und I_H auf 90% in R und U gibt eine bessere Übereinstimmung mit den 'Standardwerten', weil dann der Einfluß des Streulichts steigt. Dennoch unterblieb diese Änderung, da sie willkürlich ist und die Extinktionskarte für den überwiegenden Teil des Kohlendioxid korrekt ist (Abschn. 5.2.2).

Die f_λ -Werte wurden unverändert benutzt, um die $A(\lambda)$ -Daten nach $A(V)$ zu transformieren und dann gewichtet (Tab. 5.7) zu

Tabelle 5.7: Daten zur Extinktionskarte

	U	B	V	R
f_λ a)	1.42	1.35	1.00	0.64
A_λ/A_V b)	1.56	1.32	1.00	0.75
Gewichte	0.8	1.2	1.2	0.8
$\sigma(A_\lambda/f_\lambda)$	0 ^m .17	0 ^m .07	0 ^m .07	0 ^m .14

- a) $f_\lambda = \Sigma A_\lambda / \Sigma A_V$ ($A_V \geq 0^m.2$, aus Extinktionskarten)
 b) Savage und Mathis (1979)

mitteln (Abb. 5.11). Tab. 5.7 (Zeile 4) enthält die absoluten Streuungen $\sigma(A_\lambda/f_\lambda)$, die sich in Bezug auf die gemittelte Extinktion ergeben. Die relativ hohen Fehler in U und R, die nur zum kleineren Teil durch die Gewichtung verursacht sind, zeigen, daß in diesen Spektralbereichen schon die zufälligen Fehler größer als in B und V sind.

Andererseits ist der mittlere absolute Fehler für alle Spektralbereiche mit 0^m.11 erstaunlich gering, insbesondere wenn man berücksichtigt, daß die Flächenhelligkeit I_G , der Hintergrund I_H und die Extinktion $A(\lambda)$ in jedem Spektralbereich unabhängig bestimmt wurden. Für der Kohlsack selber, d.h. für die Punkte mit $A_V > 0^m.3$, beträgt die mittlere relative Standardabweichung 23%, was bei einer typischen Extinktion von $A_V = 0^m.87$ einem absoluten Fehler von 0^m.20 entspricht. Außerhalb des Kohlsacks findet man als Mittelwert der Mindestextinktion $\langle A_V \rangle_{\min} = 0^m.02 \pm 0^m.13$. Da sich die Extinktion in diesen Bereichen auch nach Berücksichtigung des Streulichts um höchstens einige 0^m.01 geändert hat, zeigt der kleine Wert von $\langle A_V \rangle_{\min}$ an, daß die Hintergrundhelligkeit I_H den mittleren Intensitätsverlauf in der Kohlsack-Umgebung wiedergibt. Die Streuung ist hauptsächlich Folge von einzelnen hellen Sternfeldern bzw. schwachen Dunkelwolken. Hinter dem Kohlsack sind ähnliche Schwankungen zu erwarten, so daß dieser Beitrag bei dem Gesamtfehler zu berücksichtigen ist. Zusammen mit

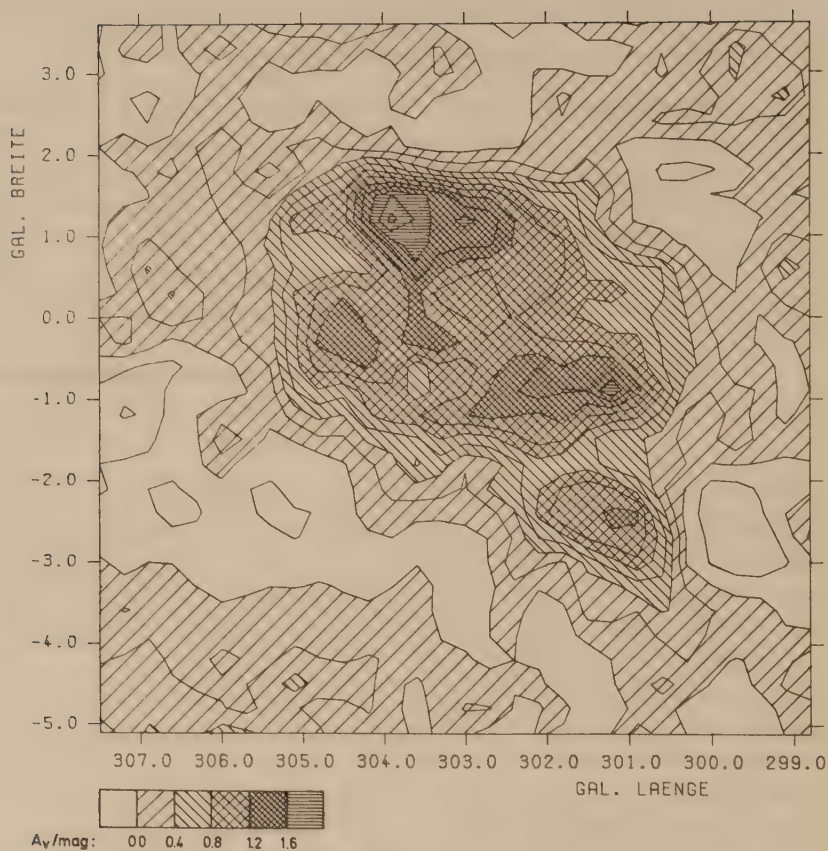


Abb. 5.11: Gemittelte Extinktionsverteilung $A_V(l, b)$ im Kohlen-sack. Die Auflösung beträgt 0.3° und die Linien gleicher Extinktion unterscheiden sich um 0.2 .

$\langle \sigma(A_\lambda / f_\lambda) \rangle$ (Tab. 5.7) ergibt sich 0.17 als zufälliger Fehler der Extinktionsverteilung.

5.2.2 Kontrolle der Extinktionsverteilung

Obwohl die Zahl und die Verteilung der Photometrie-Programmsterne für eine Extinktionskarte mit hoher Auflösung

nicht ausreicht, erlauben sie eine Kontrolle der Extinktionsverteilung aus der Flächenphotometrie. Dazu wurde in den Extinktionskarten der vier Spektralbereiche U,B,V und R als auch in der gemittelten Verteilung $\langle A_V \rangle(l,b)$ (Abb. 5.11) die mittlere Extinktion in jedem homogenen Feld (Abb. 5.4) geschätzt. Der Fehler der Schätzung ist mit der Streuung der Einzelpunkte in den $A_V(\text{EM})$ -Diagrammen von etwa 0.2 vergleichbar. Die Daten wurden mit den A_{VKS} -Werten (Tab. 5.5) verglichen und Ausgleichsgeraden berechnet (Abb. 5.12 und Tab. 5.8). Die A_{VKS}

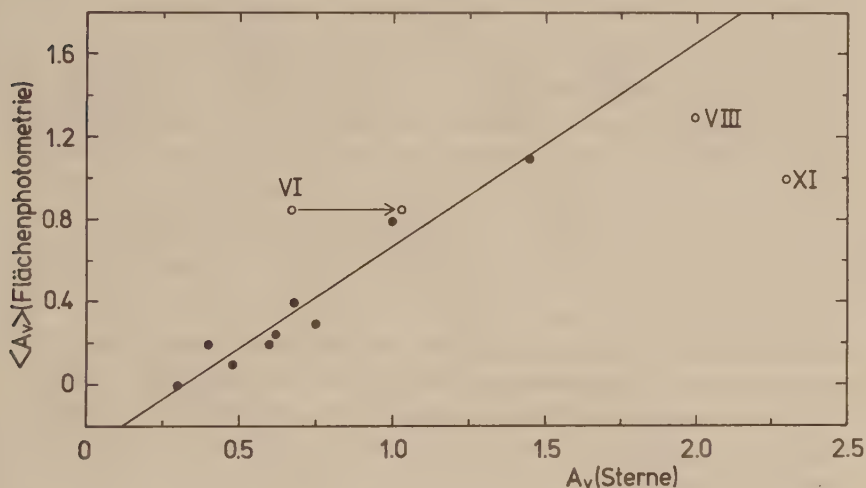


Abb. 5.12: Mittlere Extinktion aus der Flächenphotometrie in den homogenen Feldern als Funktion von A_{VKS} (Tab. 5.5). Die Felder II (A_{VKS} undefiniert), VI, VIII und XI blieben beim Ausgleich unberücksichtigt.

-Daten sind vermutlich frei von systematischen Fehlern. Daher sind die Steigungen der Ausgleichsgeraden bei den verschiedenen Wellenlängen Punkte einer Extinktionskurve. Vergleicht man die Steigungen (Tab. 5.8) mit den f_λ -Werten (Tab. 5.7), so betragen die Abweichungen nur wenige Prozent, was die korrekte Abschätzung der mittleren Extinktion in den Feldern bestätigt.

Die zufälligen Fehler beider Extinktionsbestimmungen (Flächenphotometrie und Sterne) sind praktisch identisch, so daß

Tabelle 5.8: Feldvergleich $A_V(\text{FPM}) \leftrightarrow A_V(\text{Sterne})^a)$

	Nullpkt A	Steigung B	σ/mag	Korrel. koeff.	A/B
A_R	-0.27	0.670	0.081	0.95	-0.40
A_V	-0.38	1.043	0.098	0.97	-0.36
A_B	-0.47	1.376	0.107	0.98	-0.34
$A_U^b)$	-0.38	1.478	0.126	0.98	-0.26
$\langle A_V \rangle$	-0.32 ± 0.07	0.987 ± 0.010	0.093	0.97	-0.32
$\langle A_V \rangle^c)$	0.34	0.952	0.091	0.97	0.36

a) $A_\lambda(\text{FPM}) = f(A_V(**))$, ohne Felder II, VI, VIII, XI

b) ohne Feld III c) $A_V(**) = f(A_V(\text{FPM}))$ (Inverser Ausgleich)

die Ausgleichung bezüglich beider Achsen hätte erfolgen müssen. Da aber die Korrelationskoeffizienten alle größer als 0.95 sind, weicht die Ausgleichung mit $\langle A_V \rangle(\text{FPM})^{*)}$ als unabhängiger Variable nur geringfügig von dem umgekehrten Fall ab (Tab. 5.7, Zeilen 5 und 6).

Die Streuung der gültigen Punkte (ausgefüllte Kreise in Abb. 5.12) liegt im Mittel bei $0^m.10$, was dem Fehler des Extinktionsmittelwerts in den homogenen Feldern entspricht. In U fällt Feld III heraus, da sich hier wegen des starken Gradienten in der Extinktionsverteilung bei $(l, b) = (303^\circ, +2^\circ)$ der Feldmittelwert nur ungenau bestimmen läßt. Die Felder VIII und XI haben wie Feld II die höchsten Extinktionen. Mit ihnen kann man die Grenze, ab welcher die Ergebnisse systematisch falsch werden, feststellen. Nach Abb. 5.12 liegt dieser Wert im Intervall $1^m.5 \leq A_V \leq 1^m.9$.

Die Abweichung von Feld VI hat eine andere Ursache. Ein Hinweis liegt darin, daß es das einzige Feld mit einer deutli-

*) Die unkorrigierten Extinktionswerte der Flächenphotometrie (Abb. 5.11) werden im folgenden mit $A_V(\text{FPM})$ bezeichnet

chen Freiraumextinktion ($A_{VFG}=0^m.36$) ist (Tab. 5.5). Addiert man diesen Wert zu A_{VK5} (Pfeil in Abb. 5.12), so ergibt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit der Ausgleichsgerade, während sich die Punkte der übrigen Felder nur geringfügig verschieben. Ursache ist, wie schon diskutiert, die Verteilung der Sterne in diesem Feld (Abschn. 5.1.3.4).

Das wichtigste Ergebnis ist das Abweichen der Achsenabschnitte A_j von Null. Dividiert man sie durch ihre Steigungen B_j (Transformation nach V), so stimmt der Mittelwert

$$\langle A_j/B_j \rangle = -0^m.34 \pm 0^m.06 \quad (j=U,B,V,R)$$

mit den Ausgleichungen der Daten der gemittelten Karte (Zeilen 5 und 6 in Tab. 5.8) überein. Der Nullpunktsfehler ist also unabhängig vom Spektralbereich und, wie Abb. 5.12 zeigt, auch unabhängig von der Höhe der Extinktion (für $A_V \leq 1^m.5$).

Löst man Gleichung (5.20) nach $A(\lambda)$ auf

$$A(\lambda) = 2.5 \lg I_H(\lambda) - 2.5 \lg (I_G(\lambda) - I_{SL}(\lambda) - I_V(\lambda)), \quad (5.23)$$

so ist (5.23) zwar keine direkte Bestimmung der Extinktion, da das Streulicht $I_{SL}(\lambda)$ von der optischen Dicke abhängt, aber die Gleichung zeigt, daß eine Verminderung des Hintergrundes $I_H(\lambda)$ auf 75% eine Nullpunktsänderung von etwa $0^m.3$ bewirken würde. Die Annahme bei der Festlegung des Hintergrundes I_H war, daß die Umgebung typisch für die Intensitätsverteilung hinter dem Kohlensack ist. Im Vergleich zu einer Enveloppe, die nur den jeweils hellsten Gebieten folgt, führte die Ausgleichung zu um 10% niedrigeren Hintergrundhelligkeiten. Da zwischen dem Kohlensack und dem Spiralarm -I keine weiteren Dunkelwolken liegen, gilt dies vermutlich auch für die Umgebung. Diese Annahme wird durch die $A_V(r)$ -Diagramme von Neckel und Klare (1980) unterstützt. In diesem Fall wäre aber eine Enveloppe die richtige Kurve, da dann die Einsenkungen in der Intensitätsverteilung durch lokale Dunkelwolken wie dem Kohlensack verursacht sind. Dunkelwolken im Sgr-Car-Arm sind wegen der zusätzlichen Sterne im Zwischenarmgebiet weniger deutlich sichtbar.

Im Kohlensack selber ist die Hintergrundhelligkeit natürlich unbekannt, so daß dort Annahmen über den Verlauf der Ausgleichskurven gemacht werden mußten (Seidensticker, 1979). Wenn insbesondere die angenommene Maximalintensität zu niedrig

ist, ergäbe sich eine weitere Verkleinerung von I_H . Die Festlegung der Hintergrundhelligkeit scheint somit die Hauptursache für den Nullpunktsfehler zu sein. Da sie aber keine weiteren systematischen Fehler verursacht hat, wurde auf eine Korrektur von I_H und eine Neuberechnung der Extinktionskarte verzichtet.

Für einen Überblick über die Genauigkeit der Einzelpunkte der Extinktionskarte (Abb. 5.11), wurden alle Sterne mit $6^m5 < EM \leq 10^m5$ in $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ große Zellen eingeordnet und die als linear wachsend angenommene Extinktion im Zwischenriarmgebiet entsprechend dem Entfernungsmodul des Sterns subtrahiert. Alle Ausreißer in den $A_V(EM)$ -Diagrammen (Abb. A.2) blieben unberücksichtigt. Insgesamt fanden sich für 15% der 900 Matrixelemente der Extinktionskarte Sterne. Bei mehreren Sternen in einer Zelle wurde ihr A_V -Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Die mittlere Streuung ist mit 0^m20 etwa doppelt so groß wie der durchschnittliche A_V -Fehler eines Sterns, was möglicherweise auf kleinere Extinktionsstrukturen als 0.3° (z.B. Globulen) hinweist. Die Zunahme der mittleren Standardabweichung auf 0^m25 bei Änderung der Auflösung auf 0.6° unterstützt diese Vermutung.

Der Vergleich der Zellendaten der Sterne mit denen der Extinktionskarte führt zu dem gleichen Ergebnis wie der Feldvergleich (Abb. 5.12), nur daß die Streuung um die Ausgleichsgerade mit 0^m2 auf den doppelten Wert ansteigt. Wiederum gibt es bei 1^m5 bis 1^m8 eine obere Grenze. Ohne die Punkte aus Feld VI und die Werte mit $A_V(\text{Sterne}) > 1^m6$ hat die Ausgleichsgerade eine Steigung von 1, aber einen Achsenabschnitt von -0^m5 . Der größere Nullpunkt beruht auf der nicht korrigierten Vordergrundextinktion der Sterne von 0^m15 (Abschn. 5.1.3.1).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Extinktionswerte aus der Flächenphotometrie (A_V) (FPM) die wahre Extinktion bis $A_V \approx 1^m6$ ohne Skalenfehler mit einer Streuung von etwa 0^m15 wiedergeben. Oberhalb von $A_V \approx 1^m6$ sind sie zu niedrig, was vermutlich auf Fehler bei den Streulichtparametern und/oder der Streulichtfunktion zurückzuführen ist. Dieser Mangel ist für die Bestimmung der physikalischen Größen des Kohlensäcks (insbesondere Masse und Dichte (Abschn. 7.3)) von geringerer Bedeutung, da die Gebiete mit hoher Extinktion nur einen klei-

nen Teil der Gesamtmasse umfassen. Auch der Nullpunktsfehler der Extinktionskarte (Abb. 5.11) beeinträchtigt die weitere Analyse nicht, da er unabhängig von der Extinktion und dem Spektralbereich ist. Man erhält die korrekten A_V -Werte leicht durch Addition von 0.34^m , was übrigens den größten negativen Extinktionswerten entspricht. Ursache für den Nullpunktsfehler sind wahrscheinlich die für die Bestimmung des Hintergrundes notwendigen Intensitätsanpassungen in der Umgebung des Kohlen-sacks und die Festlegungen einzelner Koeffizienten.

6. EXTINKTIONSKURVEN IM KOHLENSACK

Ein geeignetes Verfahren zur Bestimmung der Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion des interstellaren Staubes ist der Vergleich der spektralen Flußverteilung eines Sterns mit einer unverfärbten Verteilung. Letztere kann entweder ein berechnetes Modell oder die spektrale Flußverteilung eines ganz oder fast unverfärbten Vergleichsterns mit identischen Eigenschaften ('stellarer Zwilling') sein. Modelle haben den Vorteil, daß sie völlig extinktionsfrei sind. Ihre Anwendung erfordert aber erstens die genaue Kenntnis wichtiger Parameter wie chemischer Zusammensetzung, Temperatur und Schwerebeschleunigung des Programmsterns und zweitens ist der Gültigkeitsbereich der Modelle oft sehr eingeschränkt. Da die Eichung der gemessenen Flüsse in physikalischen Einheiten häufig ungenau ist, können beim Vergleich mit Modellen unerkannte Fehler in den reduzierten Spektren systematische Abweichungen in den Extinktionskurven bewirken.

Deshalb wird in den meisten Fällen wie auch in dieser Arbeit der Vergleich mit einem zweiten Stern, der mit dem gleichen Instrument gemessen und auf die gleiche Weise reduziert wurde, vorgezogen. Bei heißen Sternen läßt sich wegen ihrer großen Entfernung in der Regel kein völlig extinktionsfreier Vergleichstern finden, was aber keine Probleme bereitet, sofern nur die Verfärbung klein gegen diejenige des Programmsterns ist.

Gleichung (5.1) beschreibt den Zusammenhang zwischen der interstellaren Extinktion $A_1(\lambda)$ des Programmsterns (Index 1) und weiteren Meßgrößen. Oft ist der Entfernungsmodul nicht oder nur sehr ungenau bekannt. Da dieser unabhängig von der Wellenlänge ist, kann er durch eine zweite Beziehung (5.1) bei einer festen Bezugswellenlänge (meistens $\lambda=V$) ersetzt werden

$$m_1(\lambda) - A_1(\lambda) - M(\lambda) = m_1(V) - A_1(V) - M(V). \quad (6.1)$$

Gleichung (6.1) gilt ebenfalls für den Vergleichstern (Index 2), der aus Gründen der Allgemeinheit die Extinktion $A_2(\lambda)$ ($A_2(\lambda) < A_1(\lambda)$) haben soll. Da beide Sterne ein 'stellares Zwillingspaar' sind, müssen ihre absoluten Helligkeiten $M(\lambda)$ und

$M(V)$ identisch sein und können durch Subtraktion beider Gleichungen entfernt werden:

$$A_1(\lambda) - A_1(V) = E_1(\lambda - V) = m_1(\lambda) - m_2(\lambda) - (V_1 - V_2) + E_2(\lambda - V) \quad (6.2)$$

mit $m_i(V) = V_i$.

Den Einfluß unterschiedlicher Staubmengen im Sehstrahl auf die Extinktionskurven verschiedener Sterne beseitigt die Division mit $E(B-V)$ (Normierung):

$$k_1(\lambda - V) = \frac{m_1(\lambda) - m_2(\lambda)}{E_1(B-V)} - \frac{(V_1 - V_2)}{E_1(B-V)} + k_{Std}(\lambda - V) \frac{E_2(B-V)}{E_1(B-V)} \quad (6.3)$$

mit $k_1(\lambda - V) = E_1(\lambda - V) / E_1(B-V)$ und
 $k_{Std}(\lambda - V) = E_2(\lambda - V) / E_2(B-V)$.

Der Term $k_{Std}(\lambda - V)$ repräsentiert die normierte Extinktionskurve des Vergleichssterne. Sofern sie nicht anderweitig bekannt ist, nimmt man dafür üblicherweise eine 'Standardkurve' (z.B. von Savage und Mathis, 1979), die durch Mittelung der Extinktionskurven vieler Sterne entsteht und deshalb eine geeignete Durchschnittskurve ist. Selbst wenn die tatsächliche Kurve des Vergleichssterne davon deutlich abweichen sollte, ist der Einfluß auf die Extinktionskurve des Programmsterne gering, sofern nur $E_2(B-V) \ll E_1(B-V)$ ist.

Die Normierung mit $E(B-V)$ führt leider zu dem Problem, daß bei Verfärbungen $E_1(B-V) \ll 1$ nicht nur die systematischen sondern vor allem auch die zufälligen Fehler in $m(\lambda)$ verstärkt werden. Dies erschwert den Vergleich der Kurven von Sternen mit unterschiedlicher Extinktion wie im Kohlensack.

6.1 Bestimmung der Extinktionskurven

Die Auswahl der Vergleichssterne und die Berechnung der Extinktionskurven geschah getrennt für die Spektralbereiche Ultraviolett, Visuell und Infrarot. Eine Zusammenfassung der Daten der drei Bereiche ist nicht sinnvoll, da dann mögliche Reduktionsfehler bei der Berechnung der Extinktionskurven nicht kompensiert werden und kein Vergleichssterne in allen drei

Spektralbereichen gemessen worden war. Dennoch wurden die Resultate der anderen Bereiche bei der Extinktionsbestimmung besonders im Infrarot berücksichtigt und als Entscheidungshilfen bei mehreren möglichen Vergleichssterne benutzt.

6.1.1 Extinktionskurven im Ultraviolett

Jaschek und Jaschek (1982) bemerkten, daß in 10% bis 20% der Fälle die aus UV-Spektren bestimmten Spektraltypen um mehr als eine Unterklasse von der visuellen MK-Klassifikation abweichen. Obwohl ihre Untersuchung auf Spektren des TD1-Satelliten, die nur eine Auflösung von 3.7nm haben, basiert, ist diese Beobachtung signifikant. Sie bedeutet, daß zwei Sterne mit gleichen visuellen MK-Typen nicht ohne weiteres auch im UV eine identische Flußverteilung haben. Geringe Unterschiede in den stellaren Parametern (z.B. Rotation, chemische Zusammensetzung), die im optischen Bereich kaum sichtbar sind, können im UV deutliche Veränderungen bewirken.

Heck et al. (1984) haben dieses Ergebnis auf die Sterne ihres Katalogs angewandt und spektrale Strukturen, meistens Linien und Liniengruppen, identifiziert, die sich gut für die Spektral- und Leuchtkraft-Klassifikation im UV eignen und zu Spektraltypen führen, die dem MK-Typ weitgehend entsprechen. Der IUE-Satellit hat mit 0.6nm eine wesentlich höhere Auflösung als TD1 und überdeckt gleichzeitig einen größeren Wellenlängenbereich, was die Klassifikationsgenauigkeit steigert.

Da Heck et al. (1984) ihre Kriterien nur qualitativ beschrieben haben, mußten sie für diese Arbeit erst geeicht werden. Dazu wurde in IUE-Spektren von Standardsternen der Spektralklassen B2 bis A5 von Heck et al. in geeigneten Linien die Tiefe im Linienzentrum relativ zum Kontinuum und die Halbwertsbreite von $\text{Ly}\alpha$ gemessen. Die Zentraltiefe ist ein Maß für die Stärke der jeweiligen Linie, weil alle Spektren die gleiche Auflösung haben und keine Wellenlängenverschiebungen auftreten.

Bei der Anwendung dieser Eichung wurden die Ergebnisse der Einzelkriterien gemittelt, wobei bei Unterschieden größer als eine Spektralunterklasse auch der visuelle MK-Typ, die Eigenfarben und bei gering verfärbten Sternen der Verlauf des Kon-

tinuums als Entscheidungshilfen benutzt wurden. Die Abweichungen des so ermittelten Spektraltypen SP_{UV} von der unabhängigen Klassifikation von Heck et al. (1984) betrugen nie mehr als eine Spektralunterklasse.

Die Suche nach dem optimalen Vergleichstern durchlief mehrere, untereinander abgestimmte Stufen, um ein konsistentes Resultat zu erhalten. Als erstes wurden den IUE-Katalogen (Abschn. 2.2.2) alle Sterne mit den Spektralklassen B6 bis A2 und den Leuchtkraftklassen V bis III entnommen und einheitlich dargestellt. Sie überdecken damit sicher den Bereich der MK-Typen der Programmsterne. Anhand der Kriterien der Tab. 6.1 konnten nun für jeden der vier Programmsterne geeignete Ver-

Tabelle 6.1: Kriterien für Stern-'Zwillinge'

Eigenschaft	UV	Optisch
$ \Delta(B-V)_0 $	$\leq .02$	$\leq .02$
$ \Delta(U-B)_0 $	$\leq .05$	$\leq .04$
$E(B-V)$	$\leq .04$	$\leq .05$
$ \Delta LKK $	≤ 1	≤ 1
$ \Delta SP_{MK} $	≤ 1	≤ 1
$ \Delta SP_{UV} $	≤ 1	
Balmersprung ^a		$\leq 15\% (D < \overset{m}{5})$
		$\leq 10\% (D > \overset{m}{5})$

a) Relative Differenz zwischen Vergleichs- und Programmstern

gleichssterne ausgewählt werden. Trotzdem blieben für jeden Programmstern noch immer 7 bis 10 potentielle Vergleichssterne übrig, die miteinander verglichen wurden. Wegen der Eichung der IUE-Spektren in absoluten Einheiten ist es sinnvoll, die Differenz der scheinbaren Helligkeiten in (6.3) durch das Flußverhältnis zu ersetzen

$$k_1(\lambda-V) = -\frac{2.5 \lg(F_1(\lambda)/F_2(\lambda))}{E_1(B-V)} - \frac{(V_1-V_2)}{E_1(B-V)} + k_{Std}(\lambda-V) \frac{E_2(B-V)}{E_1(B-V)} \quad (6.4)$$

Wendet man Formel (6.4) auf zwei unverfärbte 'stellare Zwillinge' an und setzt $E_1(B-V)=1$ und $E_2(B-V)=0$, so muß sich im Idealfall der konstante Wert Null ergeben. Alle systematischen Abweichungen davon weisen auf Fehler bei der Reduktion, unterschiedliche Sternatmosphären oder interstellare Extinktion hin.

In Abb. 6.1 sind als Beispiel die möglichen Vergleichssterne von Programmstern 283 nach Auswahl gemäß Tab. 6.1 aufgeführt. Die Daten der Sterne und Hinweise zu den Ursachen für die Abweichungen findet man in Tab. 6.2. Die Vorauswahl war offensichtlich schon recht gut, da sich alle Linien, bis auf

Tabelle 6.2: Mögliche UV-Vergleichssterne für 283

HD	MK	SP _{UV} ^{a)}	V	(B-V) ₀	(U-B) ₀	E(B-V)	Bemerkungen
112607	B7/8III	gB7/8	8.09	-0.12	-0.42	0.29	Prog.Stern 283
17081	B7 V	d+B7	4.24	-0.14	-0.45	0.00	
23850	B8III	g B8*	3.63	-0.11	-0.37	0.02	kl. Flußfehler
61429	B8 IV	d+B7*	4.70	-0.11	-0.35	0.00	var ($\Delta m=0^m.06$)
23324	B8 V	d B8*	5.64	-0.12	-0.41	0.05	
23302	B6IIIe	g B6*	3.70	-0.13	-0.42	0.02	
10205	B8III	d+B7	4.94	-0.12	-0.43	0.03	Fluß 0 ^m .08 zu klein
197392	B8II-III	gB8*	5.67	-0.13	-0.46	0.01	

a) *: SP_{UV} von Heck et al. (1984)

$Ly\alpha$, kompensieren und die Streuung für $\lambda > 130\text{nm}$ kaum mehr als 0^m.1 beträgt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Extinktionskurven über 1nm gemittelt wurden. $Ly\alpha$ wäre wegen seiner Stärke und Variationsbreite ein gutes Auswahlkriterium, wenn nicht die Meßgenauigkeit durch die geringe Dynamik des Spektrographen verringert und die Linie oft durch die Geokorona gestört würde (Abschn. 3.2.2).

Der Bezugstern in Abb. 6.1 HD17081 ist unverfärbt. Deshalb zeigt sich im Bereich des 2200Å-Buckels, wo die normierte Verfärbung $E(\lambda-V)/E(B-V)$ am größten ist, eine eventuell vorhandene interstellare Extinktion wie bei HD23324 und HD10205 besonders deutlich. Zusätzlich vermindert die Extinktion den stel-

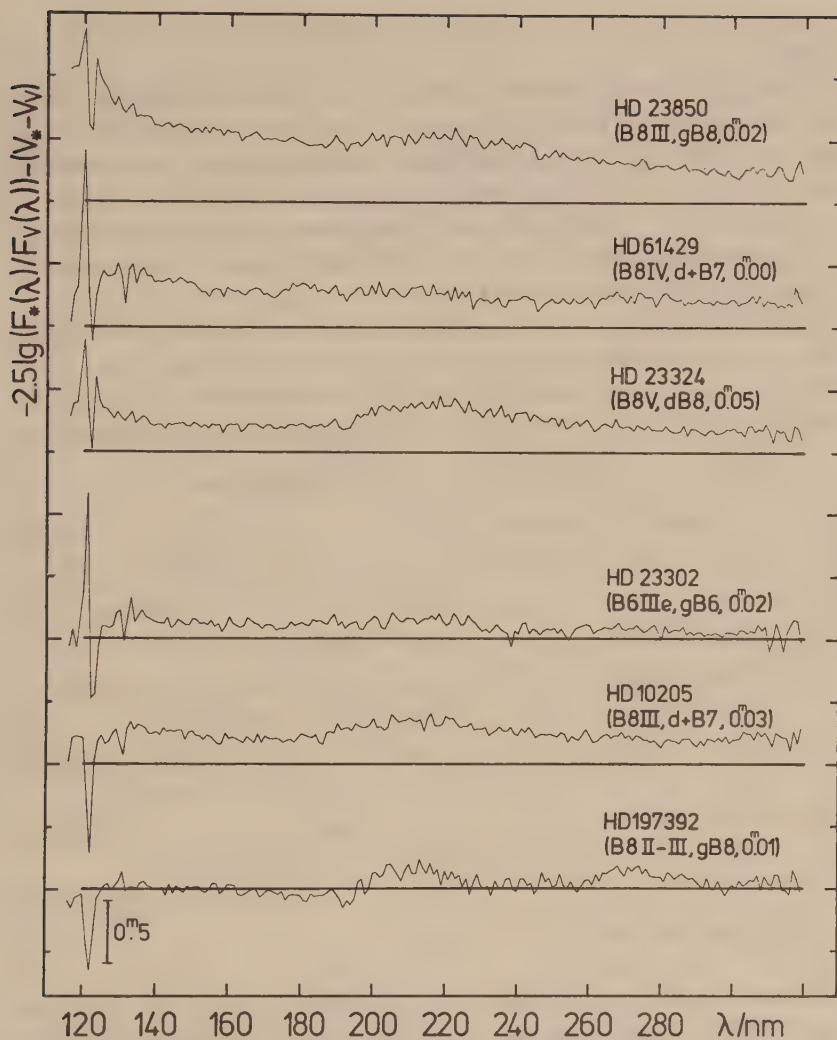


Abb. 6.1: Kontrolle der möglichen Vergleichssterne für Programmstern 283 untereinander. Angegeben sind MK-Typ, SP_{UV} und $E(B-V)$. Der Bezugstern (Index V) ist HD17081 (B7V, d+b7, 0.00).

laren Fluß $F_1(\lambda)$, so daß die Kurve oberhalb der Nulllinie liegen muß. Dagegen ist bei Sternen mit einer positiven Differenz aber ohne Extinktionsbuckel eine andere Ursache wahrschein-

lich.

So ist HD61429 variabel und bei zwei weiteren Sternen liegt der Verdacht auf einen Reduktionsfehler nahe (Tab. 6.2). Diese Fehler können durch systematische Änderungen der Instrumentenempfindlichkeit mit der Temperatur und der Zeit bewirkt werden (Clavel et al., 1985). Bei HD197392 kann der Grund eine andere Flußverteilung (kein 'stellarer Zwilling') sein, da er möglicherweise ein Oberriese ist.

Auf diese Weise wurde aus den potentiellen Vergleichssterne der jeweils Beste ausgewählt und mit Gleichung (6.4) für jeden Programmstern die Extinktionskurve bestimmt. (Tab. 6.3 und Abb. 6.2). Als letzte Kriterien galten dabei der Anschluß

Tabelle 6.3: IUE Programm- und Vergleichssterne

Nr	HD	MK	SP _{UV} ^{a)}	V	(B-V) ₀	(U-B) ₀	E(B-V)	EM
174	110715	B9 V	d B9.5	8.65	-0.05	-0.10	0.45	6.55±0.17
	108767	B9.5 V	d B9*	2.95	-0.05	-0.09	0.00	
228	111409	B9.5 IV	A0	7.62	-0.03	-0.05	0.22	6.37±0.21
	58142	A1 V	d+A1*	4.64	-0.02	-0.01	0.00	
283	112607	B7/8III	g B7/8	8.09	-0.12	-0.42	0.29	8.45±0.10
	23324	B8 V	d B8*	5.64	-0.12	-0.41	0.05	
294	112954	B9.5III	d+B9.5	8.37	-0.05	-0.12	0.55	7.72±0.22
	38206	A0 Vs	d A0* d B9.5	5.73	-0.04	-0.11	0.03	

a) *: SP_{UV} von Heck et al. (1984)

an die visuelle Extinktionskurve (Flußfehler bei IUE) und eine möglichst geringe Streuung, deren Ursache aber meistens bei den Programmsternen selbst lag.

Massa et al. (1983) untersuchten in ihrer Arbeit die möglichen Fehler, die bei der Paarmethode auftreten können. Die Fehlerfortpflanzung von Gleichung (6.4) zeigt, daß die zufälligen Fehler in $F_1(\lambda)$ umgekehrt proportional zu $E(B-V)$ und direkt proportional zur Extinktionskurve $k_1(\lambda-V)$ sind. Für einen Stern mit $E(B-V)=0.4$ bestimmten Massa et al. einen Fehler von 0.4 Einheiten der Extinktionskurve, was der Streuung von Stern 174 entspricht. Im 2200Å-Buckel treten die größten zufälligen

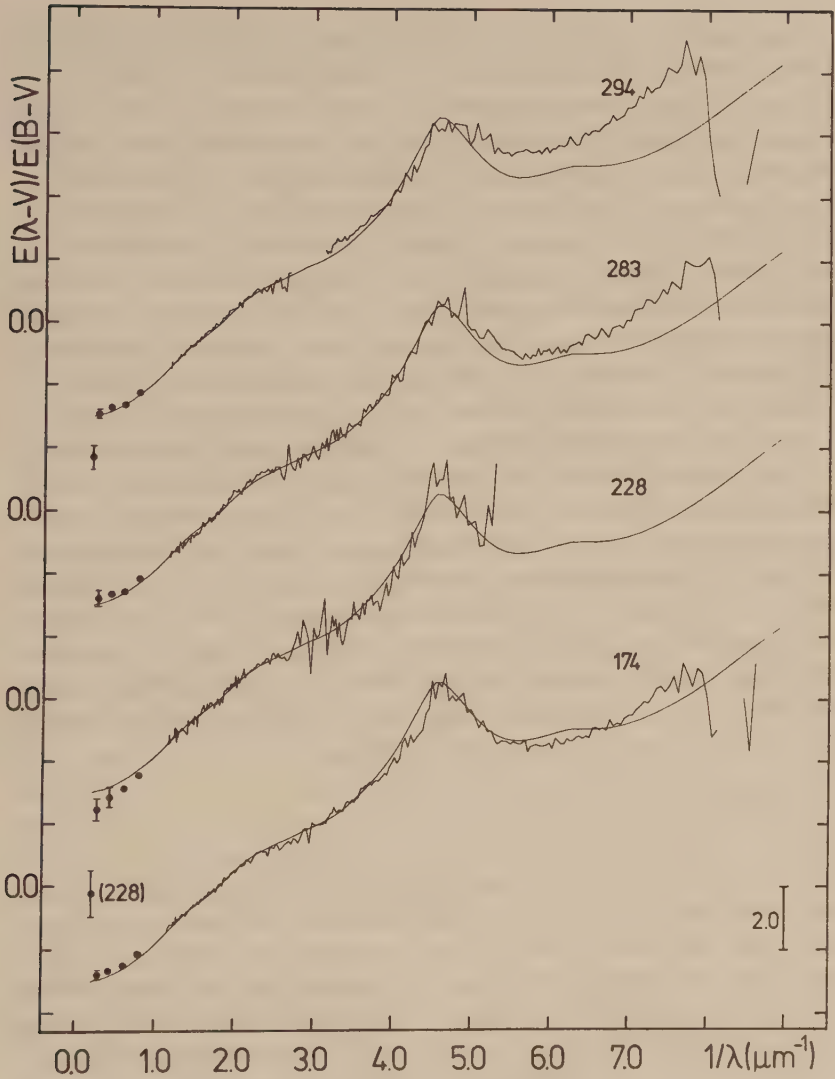


Abb. 6.2: Extinktionskurven der IUE-Programmsterne (Tab. 6.3). Der UV-Teil wurde durch die Kurven des visuellen Spektralbereichs sowie die IR-Daten (Abschn. 6.1.3 und Tab. 6.4) ergänzt.

Fehler auf, da dort gleichzeitig $k_1(\lambda-V)$ und $F_1(\lambda)$ groß sind.

Systematische Fehler bewirken im wesentlichen zwei Effekte. Einige Vergleichssterne mußten mit der Durchschnittskurve $k_{\text{Std}}(\lambda-V)$ von Savage und Mathis (1979) entfärbt werden. Weicht die tatsächliche Extinktionskurve des Vergleichssterns davon ab, ergeben sich systematische Fehler bei der Programmsternkurve, deren Stärke das Verfärbungsverhältnis $E_1(B-V)/E_2(B-V)$ (Gleichung 6.4) bestimmt. Dieses Verhältnis ist bei Stern 283 am größten (Tab. 6.3). Doch selbst bei einer Abweichung um 2 Einheiten von der angenommenen zur tatsächlichen Kurve beträgt der Fehler bei 283 nur 0.3. Da sich aber der Vergleichsstern HD23324 gut mit der Standardkurve auf die Nulllinie bringen läßt, kann ein solcher Fehler nicht vorhanden sein.

Ein zweiter systematischer Fehler kann durch eine abweichende Flußverteilung des Vergleichssterns verursacht werden. Massa et al. (1983) zeigten, daß sich die Auswirkungen etwas verschiedener Temperaturen von Programm- und Vergleichsstern auf die Extinktionskurven weitgehend aufheben, während Leuchtkraftunterschiede leicht zu Verfälschungen führen. Bei einer richtigen Auswahl der Vergleichssterne müssen die Linien im Spektrum, besonders bei 130 und 280nm (7.7 und $3.6\mu\text{m}^{-1}$), verschwinden. Dies ist bei allen Sternen im Rahmen der Meßfehler der Fall.

6.1.2 Extinktionskurven im Visuellen

Im sichtbaren Spektralbereich ist für Sterne früher als F der Balmersprung ein guter Indikator für die Temperatur und damit die Spektralklasse. Da der Balmersprung unabhängig von der interstellaren Verfärbung ist, eignet er sich für die Auswahl der 'stellaren Zwillinge'. Die Spektralklassifikation der Programmsterne (Houk und Cowley, 1975) hebt die Doppeldeutigkeit bezüglich des Maximums der Balmerlinienstärke bei A2 auf.

Die Messung des Balmersprungs erfolgte auf die gleiche Weise wie bei Kaiser (1984), der ihn für die Ermittlung der Effektivtemperatur bei Be-Sternen benutzte. In den normierten Helligkeitsverteilungen (Abb. 4.1, 4.2 und A.1) wurde das Kontinuum in den Intervallen 330 bis 360nm und 405 bis 445nm graphisch durch Geraden ausgeglichen und diese jeweils bis nach 370nm verlängert. Die Differenz der Helligkeiten bei dieser

Wellenlänge ist dann der Balmersprung

$$D = m_{370}(\text{Blau}) - m_{370}(\text{UV})$$

(Tab. 2.3, 2.4 und A.3). Bei Sternen, deren UV-Fluß mit dem Scanner nicht meßbar war, sind nur untere Grenzen angegeben.

Die Genauigkeit dieser Auswertung konnte mit den Standardsternen 109 Vir und ϵ Aqr kontrolliert werden, deren Messungen aus den beiden Perioden März/April und Mai 1980 wegen der unterschiedlichen Auflösung nicht gemittelt worden waren. Die Abweichungen betragen $0^m.03$, was einem relativen Fehler von 2% entspricht und selbst bei den schlechteren Daten der Programmsterne für die Auswahl ausreichend genau ist.

Alle Vergleichssterne wurden entsprechend ihrer Linienstärke in einer Sequenz angeordnet. Dadurch wird z.B. sichtbar, wie der geringe Extinktionsunterschied von $0^m.04$ zwischen HR5248 und HR6143 die Neigung der Kontinua merklich ändern kann (Abb. A.1). Unter Anwendung der Kriterien der Tab. 6.1 fanden sich in dieser Sequenz für jeden Programmstern etwa 2 bis 3 potentielle Vergleichssterne.

Da die Scannerspektren auf die Wellenlänge $\lambda_0 = 555.6 \text{ nm}$ normiert sind, also $m'(\lambda_0) = 0^m.0$, ist eine Umformung der Gleichung (6.3) zweckmäßig. Die Normierungswellenlänge stimmt fast mit der isophoten Wellenlänge von V überein, so daß sich V nur um eine Konstante von $m(555.6)$ unterscheidet. Diese Tatsache ermöglichte die Kontrolle der Empfindlichkeitskurven (Abschn. 3.2.1.3). Für den betrachteten Spektraltypenbereich betragen die Unterschiede der 'Konstanten' höchstens $0^m.02$. Damit vereinfacht sich Gleichung (6.3) zu

$$k_1(\lambda - V) = \frac{m'_1(\lambda) - m'_2(\lambda)}{E_1(B - V)} + k_{\text{Std}}(\lambda - V) \frac{E_2(B - V)}{E_1(B - V)}, \quad (6.5)$$

wobei $m'_i(\lambda)$ die normierten Helligkeiten sind. Mit dieser Beziehung wurden die Extinktionskurven mit jedem möglichen Vergleichstern berechnet. Dabei zeigten sich kleine Unterschiede zwischen den Spektren, vor allem in der Stärke des Balmersprungs und der Linien. Für Stern 174 gab es keinen geeigneten Vergleichstern, so daß aus den Daten von HR3981 und HR3856 durch Mittelung ein künstliches Spektrum erzeugt wurde, das

sich problemlos in die Sequenz einfügt und Linien und Balmer-sprung gut kompensiert (Abb. 6.2).

Im Rahmen ihrer Fehler stimmen alle Extinktionskurven untereinander sowie mit der Standardkurve von Savage und Mathis (1979) überein, wie man bei den vier IUF-Sternen (Abb. 6.2) erkennen kann. Nur der Be-Stern 163 weicht deutlich ab (Abb. 6.3). Das $A_V(EM)$ -Diagramm von Feld VI (Abb. 5.3) zeigt,

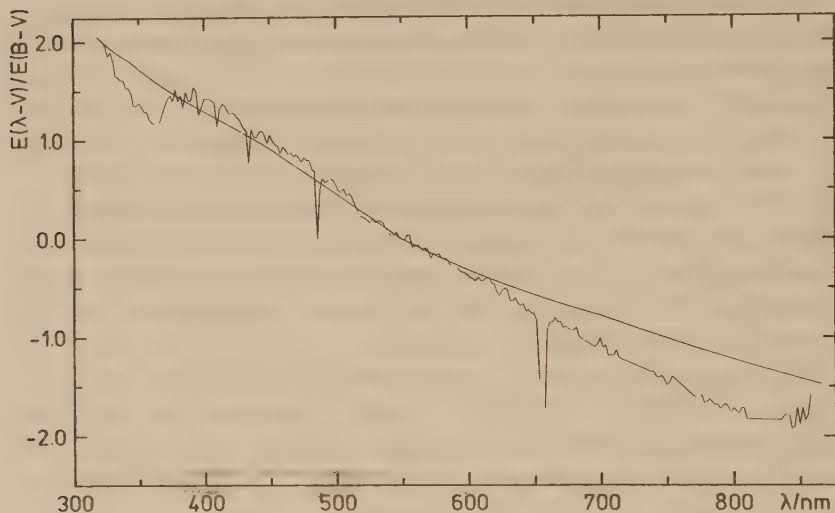


Abb. 6.3: Extinktionskurve des Be-Sterns 163 (HR4830).

Sie zeigt als einzige eine signifikante Abweichung von der Standardkurve (Savage und Mathis, 1979, glatte Linie).

daß seine Extinktion größer ist als sie für das Feld bei gleicher Entfernung typisch ist. Diesen Effekt verursacht eine Hülle um den Stern, in der es durch Bremsstrahlung von Elektronen und/oder durch Extinktion von zirkumstellaren Staub zu einer zusätzlichen Rötung kommt. Wegen der Emission in den Linien und im Balmerkontinuum (Abb. 4.2a) entfallen wichtige Kriterien für die Auswahl des richtigen Vergleichssterne, so daß Stern 163 für die Untersuchung des Staubes im Kohlensack unbrauchbar ist.

Bisher fand keine Untersuchung von Extinktionskurven im visuellen Bereich Variationen größer als 0.1 bis 0.2 Einheiten in $k(\lambda-V)$, was die Meßgenauigkeit der Programmsterne ist (Abb. 4.2). Somit stammen Fehler in $k(\lambda-V)$ nur von dem ersten Summanden in Gleichung (6.5). Dabei ist der Beitrag $m_2'(\lambda)$ der Vergleichssterne wegen ihrer größeren Genauigkeit vernachlässigbar. Der Fehler der Programmsterne in $m_1'(\lambda)$ wächst mit V_1 , weshalb die Extinktionskurven mit dem Gewicht $V_1/E_1(B-V)$ gemittelt wurden. Bei den beiden Sternen mit den kleinsten Gewichten (115 und 123) ist die Streuung für $\lambda \leq 450\text{nm}$ durch ihre geringe Verfärbung und Helligkeit dennoch so stark, daß sie nicht in die mittlere Extinktionskurve der übrigen 12 Sterne (Abb. 6.4) einbezogen werden konnten.

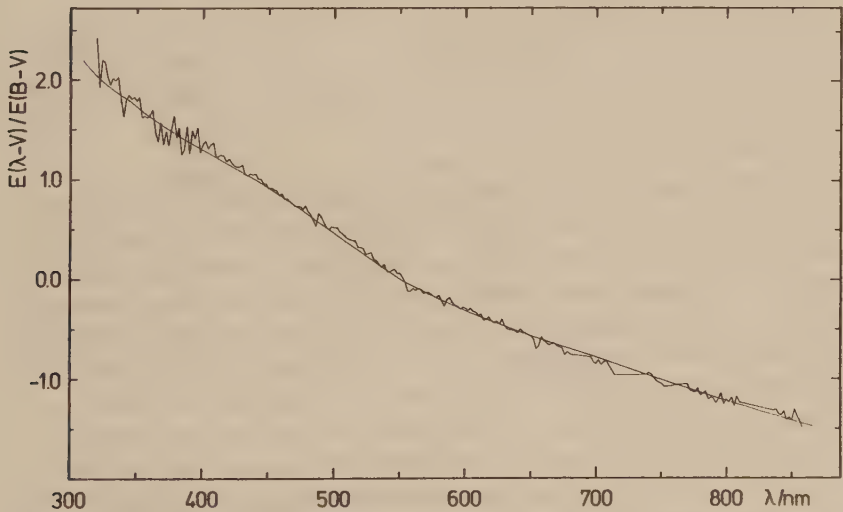


Abb. 6.4: Mittlere Extinktionskurve von 12 Programmsternen im visuellen Spektralbereich ohne die Sterne 115, 123 und 163 (siehe Text). Die glatte Linie ist die Standardkurve von Savage und Mathis (1979).

Die Streuung um die Standardkurve beträgt etwa 0.^m1 und steigt für $\lambda < 400\text{nm}$ auf 0.^m25 an, da dort der Fehler von $m_1'(\lambda)$ durch den geringen stellaren Fluß stark zunimmt. Wendet man

die Formel A1 von Massa et al. (1983) auf einen typischen Programmstern (z.B. 174) an, erhält man gleichgroße Fehlerabschätzungen. Dies bekräftigt die Vermutung, daß keine Reduktionsfehler und keine Abweichungen von dem normalen interstellaren Extinktionsverlauf bis $E(B-V) \approx 0.6$ vorhanden sind.

6.1.3 Extinktion im Infrarot

Für die Infrarot-Daten (Tab. 2.7) gab es keine eigenen Vergleichssterne. Koornneef hat in zwei Arbeiten die IR-Messungen verschiedener Autoren von hellen Sterne in den Bändern JHKLM auf ein einheitliches System transformiert (1983a) und daraus Eigenfarben und die mittlere Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion im Infrarot bestimmt (1983b). Mit seinen Daten, die als Farben vorliegen, läßt sich die Extinktion

$$k_1(\lambda-V) = \frac{(m_1(\lambda)-V_2)-(m_2(\lambda)-V_2)}{E_1(B-V)} + k_{Std}(\lambda-V) \frac{E_2(B-V)}{E_1(B-V)} \quad (6.6)$$

durch Umstellung von (6.3) berechnen.

Bei der Auswahl des richtigen Vergleichsterns im Infrarot ist keine Kontrolle durch Linien möglich, so daß weitgehend Sterne, die sich in den beiden anderen Spektralbereichen als geeignet erwiesen haben, benutzt wurden. Für die Programmsterne 283 und 294 mußten aus der Tabelle II von Koornneef (1983a) zwei neue Sterne ausgewählt werden, die aber in ihren UBV-Eigenfarben und im Spektraltyp mit den Programmsternen übereinstimmen. Die IR-Eigenfarben als Funktion des MK-Typs (Koornneef, 1983b) dienen neben einer Überprüfung der Vergleichssterne auch zur Ermittlung der fehlenden Eigenfarbe $(M-V)_0$. Die Vergleichssterne und die damit berechneten Extinktionswerte sind in Tab. 6.4 aufgeführt.

Wegen der geringen Extinktion der Vergleichssterne wird die Streuung $\sigma k_1(\lambda-V)$ wie im Visuellen durch den Meßfehler und die Verfärbung der Programmsterne bestimmt. Die Meßfehler für JHKL sind mit ≈ 0.03 alle gleich (Tab. 2.7), so daß Abb. 6.2 und Tab. 6.4 nur die Fehlerwerte für L und M enthalten.

Tabelle 6.4: Extinktion im Infrarot

Prog.Stern	174	228	283	294
E(B-V)	0.45	0.22	0.29	0.55
k(J-V)	-2.18	-2.55	-2.24	-2.35
k(H-V)	-2.51	-2.91	-2.59	-2.67
k(K-V)	-2.69	-3.18	-2.69	-2.75
k(L-V) ^a	-2.82 <u>+0.14</u>	-3.59 <u>+0.35</u>	-2.83 <u>+0.22</u>	-2.98 <u>+0.12</u>
k(M-V) ^b		-6.23 <u>+0.76</u>		-4.33 <u>+0.35</u>
R	3.07	3.61 ^c	3.04	3.19
Verg.Stern HR	4757	3314	2451	7773
E(B-V)	0.00	0.00	0.02	0.00

a) $\sigma_{m_L} = 0.03$ und $\sigma_{E(B-V)} = 0.02$ angenommen

b) σ_{m_M} aus Tab. 2.7 c) ohne k(L-V)

6.2 Eigenschaften der Extinktionskurven

Nach Abschnitt 6.1.2 gibt es im visuellen Spektralbereich keine Abweichungen von der Standardkurve (Savage und Mathis, 1979), die auf Besonderheiten des Staubes im Kohlensack zurückzuführen wären. Diese Normalität im Sichtbaren hat den Vorteil, daß die $A_V(EM)$ -Analyse, die implizit die Standardkurve angenommen hatte (R -Wert, $E(U-B)/E(B-V)$ -Verhältnis), gültig bleibt. Für die Messung der 'Diffusen Interstellaren Banden', die als Feinstruktur im optischen Spektralbereich bekannt sind, ist die Empfindlichkeit des Scanners in den meisten Fäl-

len zu gering.

Abschn. 6.1.1 zeigte, daß die Streuung der Extinktionskurven im UV (Abb. 6.2) um den mittleren Verlauf ihrem Fehler entspricht. Beachtet man dies, so ist die Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion in Richtung auf die Programmsterne 174 und 228 normal, d.h. gleich der Standardkurve, während bei 283 und erst recht bei 294 für $\lambda < 200\text{nm}$ die Extinktion deutlich größer als diejenige der Mittelkurve von Savage und Mathis ist. Wenn die Differenz von 174 zur Standardkurve mit 0.3 typisch für die Vergleichssterne ist, ergibt dies selbst bei 283, wo die Auswirkungen einer falschen Vergleichssternkurve am größten wären, nur eine Änderung von 0.05 Einheiten. Da die Unterschiede von 294 und 283 zur Standardkurve wesentlich größer sind, liegen bei beiden Sternen reale Veränderungen vor.

Die Standardkurve hat bei $\lambda^{-1} = 6.3\mu\text{m}^{-1}$ einen kleinen Buckel, der in den Kurven von Abb. 6.2 nicht sichtbar ist. Die gleiche Beobachtung machten auch Massa et al. (1983) bei einer Untersuchung von Sternen mit pekuliaren Extinktionswerten. Sie vermuteten, daß dieser Minibuckel auf einer fehlerhaften Leuchtkraftanpassung der CIV-Linie ($\lambda^{-1} = 6.45\mu\text{m}^{-1}$) beruht. Die Standardkurve basiert in diesem Bereich auf der Arbeit von Nandy et al. (1976), die aus den Daten des TD1-Satelliten die Extinktionskurven von mehreren hundert Sternen bestimmten. Ihre Auswahl wurde durch die Grenzhelligkeit des Instruments definiert, so daß die am stärksten verfärbten Sterne in der Regel auch die mit der größten Leuchtkraft sind. Erkennt man dies nicht, z.B. wegen einer fehlender MK-Klassifikation, kann es zu Fehlanpassungen kommen.

Bei $\lambda = 2.2\mu\text{m}$ (K-Filter) weicht die Standardkurve von Savage und Mathis (1983) von einem glatten Verlauf ab. Da sie außerdem für H und M keine Werte hat, übernahm ich im Infrarot die Daten von Koornneef (1983b), die sich um höchstens 0.10 (bei K) unterscheiden.

In den Filtern J bis L sind die Unterschiede der Extinktionsdaten zur Standardkurve (Abb. 6.2) maximal so groß wie die Meß- und Reduktionsfehler (Tab. 6.4). Allein die beiden Werte in M fallen deutlich heraus und würden, wenn sie korrekt sind, eine Emission anzeigen. Zwar gibt es bei pekuliaren

Sternen (z.B. Ap, Be) durch zirkumstellare Hüllen zusätzliche Emission, doch ist dies bei den Programmsternen unwahrscheinlich. Bei ihrer Auswahl wie auch bei der Reduktion wurde immer wieder kontrolliert, ob der jeweilige Stern normal ist und alle Daten konsistent sind. Diese Überlegung wird durch die Arbeit von Whittet und van Breda (1980) bestätigt. Die beiden Autoren maßen die IR-Farben von 229 südlichen Frühsternsternen und untersuchten sie auf zirkumstellare Emission. Trägt man die Infrarot-Farben der vier Kohlensternsternen in die Diagramme 8 und 9 von Whittet und van Breda ein, liegen alle im Bereich der normalen Sterne. Gegen die Annahme einer Emission spricht außerdem, daß die Helligkeiten $m(M) > 6^m$ an der Meßgrenze liegen und nur einmal gemessen wurden. Zusätzlich geben die übrigen IR-Helligkeiten, insbesondere die genaueren Daten von 294, keine Hinweise auf eine Emission. Daher sind die Daten in M wahrscheinlich falsch.

6.2.1 UV-Normierung

Die normierte Extinktionskurve erreicht ein erstes Maximum in Form eines Buckels (engl. bump) bei 220nm ($\lambda^{-1} = 4.6 \mu\text{m}^{-1}$). Danach sinkt sie ab, um von $\lambda^{-1} = 6.0 \mu\text{m}^{-1}$ (170nm) an erneut anzusteigen. Untersuchungen verschiedener Autoren ergaben, daß die Extinktion im fernen UV teilweise unabhängig von der im Buckel und beide wiederum unabhängig von der im sichtbaren Bereich variieren können (siehe z.B. Meyer und Savage, 1981). Dies läßt sich durch drei Extinktionskomponenten, die in ihrem Stärkenverhältnis zueinander schwanken, erklären.

Um diese Variationen zu verdeutlichen, kann man die Extinktionskurven (Abb. 6.2) auf gleiche Buckelstärke normieren (Massa et al., 1983). Dabei wird angenommen, daß sich die Summe der übrigen Extinktionsanteile im Bereich des Buckels linear mit λ^{-1} ändert. Der Überschuß bei $4.62 \mu\text{m}^{-1}$ (216.5nm, Maximum des Buckels) in Bezug auf den Untergrund ist dann ungefähr der Beitrag der Buckelextinktion. Die übrige Extinktion wird durch eine Gerade, die die Extinktionskurve bei $\lambda^{-1} = 3.5 \mu\text{m}^{-1}$ (286nm) und $5.75 \mu\text{m}^{-1}$ (174nm) schneidet, approximiert. Damit ist die Buckelextinktion gleich

$$\frac{E_{\text{Buckel}}}{E(B-V)} = \frac{E(216.5-V)}{E(B-V)} - \frac{E(286-V)+E(174-V)}{2E(B-V)} \quad (6.7)$$

Außerdem liegt der Nullpunkt wie bei Massa et al. bei $\lambda=286\text{nm}$, weil dann die Normalisierung nur von den IUE-Daten beeinflusst wird. Die Resultate sind in Tab. 6.5 angegeben, wobei die Werte von Stern 228 zum Teil geschätzt werden mußten, da seine Extinktion bei $5.75\mu\text{m}^{-1}$ unbekannt ist.

Tabelle 6.5: UV-Normalisierung

Stern	k(174-V)	k(216.5-V)	k(286-V)	$\frac{E_{\text{Buckel}}}{E(B-V)}$ ^{a)}	Beispiele ^{b)}
174	4.51	6.38	2.76	2.79	HD 251204
228	4.7:	6.86	2.72	3.2:	
283	5.00	6.54	2.74	2.71	HD 24432
294	5.50	6.26	3.00	2.07	HD 73882
STD ^{c)}	4.69	6.48	2.72	2.79	

a) gemessen b) nach Massa et al. (1983)

c) Standardkurve nach Savage und Mathis (1979)

Mit Beziehung (6.7) kann die $E(B-V)$ -normierte Extinktion $k_1(\lambda-V)$ (Abb. 6.2) auf den neuen Nullpunkt und die neue Skala transformiert werden (Abb. 6.5)

$$\frac{E(\lambda-286)}{E_{\text{Buckel}}} = (k_1(\lambda-V) - k_1(286-V)) \frac{E(B-V)}{E_{\text{Buckel}}} \quad (6.8)$$

Auf Stern 228 wurde wegen der unsicheren Normierung verzichtet. Mit den Daten von Tab. 6.5 würde seine Kurve etwa der Standardkurve folgen und im nahen Infrarot ($1.5\mu\text{m}^{-1}$) um etwa 0.2 Einheiten höher liegen. Die übrigen Kurven zeigen im UV einen gleichartigen Verlauf aber mit unterschiedlicher Neigung. Im sichtbaren Spektralbereich liegen die Kurven von 174 und 283 genau auf der Standardkurve, während die von 294 deutlich abweicht. Dieses Ergebnis wie auch Abb. 6.2 lassen vermuten, daß der Anteil der Komponente, die die Buckelextinktion

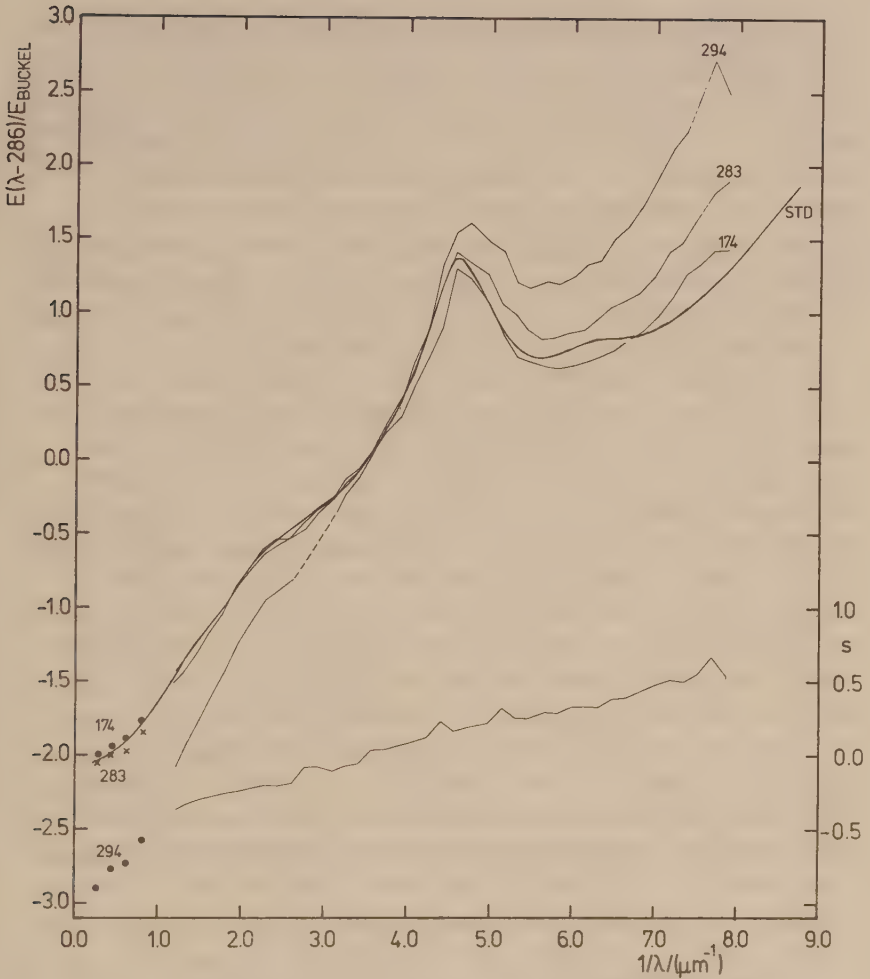


Abb. 6.5: Auf die Buckelextinktion normierte Extinktionskurven (Gleichung 6.8) der Sterne 174, 283 und 294 sowie der Standardkurve. s ist die Standardabweichung der drei Programmsternkurven mit einem Vorzeichenwechsel bei $3.5\mu\text{m}^{-1}$. Die Auflösung beträgt $0.15\mu\text{m}^{-1}$.

verursacht, bei 294 kleiner als bei 174 und 283 ist. Auch bei dieser Normierung erweist sich 174 als gute Näherung der Standardkurve.

Massa et al. (1983) haben ihre Programmsterne danach unterteilt, ob die Extinktion durch einzelne Dunkelwolken oder durch eine mehr gleichmäßige Staubverteilung entlang des Sehstrahls hervorgerufen wird. Beide Fälle unterscheiden sich bei gleicher Extinktion also durch die Staubbichte. Diese Eigenschaft kann über die Veränderung weiterer Umgebungsdaten (z.B. Temperatur, UV-Durchlässigkeit) auch zur Modifikation des Staubes und damit der Extinktionskurven führen. Vergleicht man die Extinktionskurven der Programmsterne aus Abb. 6.5 mit den Kurven von Massa et al. (ihre Fig. 4a und b), so findet man einige Obereinstimmungen (Tab. 6.5, Spalte 6).

HD251204 und HD24432 gehören zu der Gruppe, deren Extinktion von dünn verteiltem Staub ('Clear Fields') herrührt. Dagegen verursacht bei HD73882, der eine ähnliche Kurve wie Stern 294 hat, eine Dunkelwolke die Verfärbung. Bei der letzten Gruppe haben Massa et al. beobachtet, daß die Krümmung im fernen UV (λ^{-1}) $6.0\mu\text{m}^{-1}$) und die Steigung im Sichtbaren stärker als bei Sternen, deren Licht diffus verteilten Staub durchstrahlt. Sollte diese Beobachtung allgemeingültig sein, kann man im Sehstrahl von 294 eine höhere Staubbichte und Veränderungen der Staubzusammensetzung erwarten. Dieser Stern hat auch die höchste untersuchte Extinktion. Bei 174 findet man mit $E(B-V)=0.45$ einen fast gleich hohen Wert. Wegen seiner Lage an der Grenze von Feld VII zu XI kann jedoch die Extinktion von beiden Kohlsack-Dunkelwolken DW_α und DW_β (Tab. 5.7) verursacht und deshalb die Staubbichte geringer sein. Dagegen liegt 294 mit $(l,b)=(304,0)$ im linken Teil von Feld V, wo Extinktion nur von DW_α vorhanden ist (Abb. 5.9a).

6.2.2 Der 2200Å-Buckel

Voraussetzung bei der neuen Normierung im vorherigen Abschnitt war, daß die 'Hintergrundextinktion' zumindest im Bereich des Buckels linear in λ^{-1} ist. Wenn die Extinktion nur durch zwei Komponenten, Hintergrund $H(x)$ und Buckel $B(x)$ ($x=\lambda^{-1}$), bestimmt wird und beide eine konstante Form aber von Stern zu Stern unterschiedliche Stärken haben, entspricht die Standardabweichung s der nach (6.8) normierten Kurven bis auf einen Faktor der Hintergrundextinktion. Abb. 6.5 wie Massa et

al. (1983) zeigen, daß die Standardabweichung und damit der Hintergrund die Form einer Geraden hat. Der Hintergrund $H(x)$ ist durch die Werte von $k(\lambda-V)$ bei 3.5 und $5.75\mu\text{m}^{-1}$ (Tab. 6.5) bestimmt. Nach Subtraktion und Normierung folgt als reines, normiertes Buckelprofil

$$BP(x) = (k(x-V) - H(x)) / (E_{\text{Buckel}} / E(B-V)). \quad (6.9)$$

Praktisch alle Profile stimmen im Rahmen der Meßfehler in Lage und Form überein. Savage (1975) und Seaton (1979) wiesen darauf hin, daß sich ihre Form ausgezeichnet durch ein Lorentzprofil beschreiben läßt (Abb. 6.6).

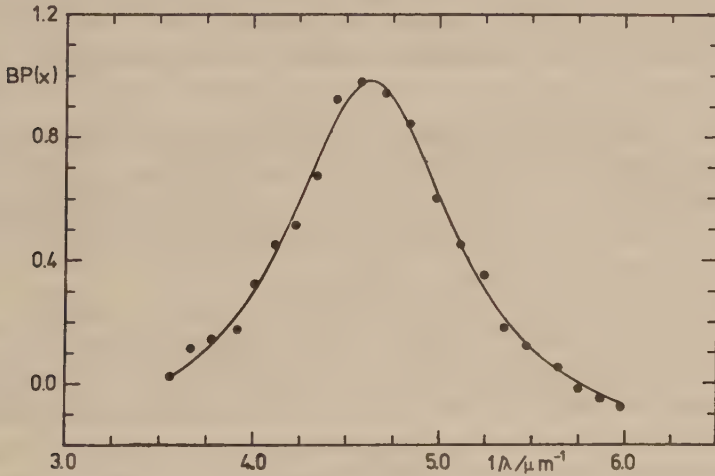


Abb. 6.6: Gemittelttes Buckelprofil $BP(x)$ (Punkte) der Sterne 174, 283 und 294. An diese Daten wurde ein Lorentzprofil (6.10) mit den Koeffizienten der Tab. 6.6 angepaßt. Die Auflösung beträgt $0.1\mu\text{m}^{-1}$.

Die Anpassungen mit der Funktion

$$BP(x) = a ((x-x_0)^2 + \gamma^2)^{-1} + b \quad (6.10)$$

sind, wie die kleinen Standardabweichungen (Tab. 6.6, Spalte 6) zeigen, völlig zufriedenstellend. Nur bei Stern 228 sind die Standardabweichung s und die Unterschiede der Koeffizienten zu denen der anderen Sterne deutlich größer, was auf den

Tabelle 6.6: Koeffizienten der Buckelprofile

Nr	$x_0/\mu\text{m}^{-1}$	a	b	γ^2	s	Halbwertsbreite/nm
174	4.64	0.268	-0.170	0.236	0.045	45.6
228	4.61	0.198	-0.108	0.170	0.160	39.1 !
283	4.62	0.379	-0.223	0.305	0.052	52.6
294	4.65	0.431	-0.293	0.333	0.049	54.3
Mittel ^a	4.63 ± 0.02	0.365 ± 0.012	-0.234 ± 0.022	0.299 ± 0.012	0.033	51.7

a) ungewichtetes Mittel der Sterne 174, 283 und 294

fehlenden Wert bei 174nm und den Verstärkungseffekt der geringen Verfärbung zurückzuführen ist. An das mittlere Profil der drei übrigen Sterne wurde ebenfalls ein Lorentzprofil angepaßt (Abb. 6.6 und Tab. 6.6), da die Unterschiede in den Koeffizienten nicht signifikant erschienen.

Massa et al. (1983) erhielten aus ihren Daten $x_0=4.60$, $a=0.368$, $b=-0.235$ und $\gamma^2=0.298$ (Halbwertsbreite 52.4nm). Obwohl sie eine größere Variationsbreite bei den Extinktionskurven hatten, stimmen ihre Werte genau mit den Koeffizienten des gemittelten Profils überein. Die Maxima x_0 der Tab. 6.6 liegen bei systematisch kleineren Wellenlängen als bei Massa et al.. Es ist aber fraglich, ob die Differenz von 3% bezogen auf die Halbwertsbreite bei Berücksichtigung der Streuung der Einzelprofile als real anzusehen ist. Seaton (1979) ermittelte bei einer etwas anderen Normierung $x_0=4.60$ und $\gamma^2=0.280$. Da seine Resultate auf Messungen der Satelliten TD 1 und DAO 2 beruhen, die deutlich größere Wellenlängenfehler bei gleichzeitig kleinerer Auflösung als IUE haben, kann man auch dieses Resultat als eine Obereinstimmung ansehen.

Die Konstante b in Gleichung (6.10) hat sowohl in dieser Arbeit als auch bei Massa et al. (1983) den Wert -0.23, so daß der Hintergrund $H(x)$ in beiden Fällen zu hoch angenommen wurde. Die direkte Anpassung (Abschn. 6.3) an die E(B-V)-normier-

ten Extinktionskurven änderte aber x_0 und y^2 um höchstens 0.01 Einheiten.

6.2.3 Der R-Wert

Um aus der normierten Verfärbungskurve $k(\lambda-V)$ eines Sterns die Extinktion $A(\lambda)$ zu bestimmen, ist neben $E(B-V)$ auch die Kenntnis des Nullpunkts $A(V)$ notwendig. Dazu muß aber der R-Wert $A(V)/E(B-V)$, besonders bei kleinen $E(B-V)$, hinreichend gut bekannt sein. Da weitere Extinktionskomponenten im Infrarot Abweichungen von der Standardkurve verursachen können, ist eine Kontrolle von R im Kohlensack nötig.

Unter der plausiblen Annahme, daß $A(\lambda=\infty)=0$ ist, kann R durch Extrapolation der Infrarotdaten (Tab. 6.4 und Abb. 6.2) bestimmt werden. Das Hauptproblem ist hier die korrekte Form der Extrapolation. Eine Möglichkeit ist die Anpassung an ein Modell (z.B. λ^{-1} oder λ^{-4}). Wenn aber der prinzipielle Verlauf der Extinktion im fernen Infrarot unbekannt ist, liefert dieses Verfahren keine genaueren Resultate als eine graphische Extrapolation der Daten.

Mit der zweiten Methode wurde R für jeden Stern i ermittelt (Tab. 6.4), wobei die M-Werte aus den vorher diskutierten Gründen unberücksichtigt blieben. Der Fehler von R wird dann hauptsächlich durch $\sigma_k(L-V)$ bestimmt. Die Mittelwerte

$$\begin{array}{ll} R_1 = 3.23 \pm 0.26 & \text{Gewicht} = 1 \\ R_* = 3.18 \pm 0.20 & \text{Gewicht} = 1/\sigma_{k_i}(L-V), \end{array}$$

der auf zwei Weisen gewichteten Daten, weichen trotz der relativ großen Unterschiede der Einzelwerte kaum voneinander ab. Sie stimmen gut mit den neueren Bestimmungen von Moffat und Schmidt-Kaler (1976) ($R=3.25 \pm 0.07$), Seaton (1979) ($R=3.17$) und Whittet und van Breda (1980) ($R=3.12 \pm 0.05$) überein. Damit wird die Annahme eines normalen R-Wertes bei der $A_V(EM)$ -Analyse und bei der Bestimmung der A_V -Karte (Kap. 5) bestätigt.

6.3 Komponenten der interstellaren Extinktion

Die Genauigkeit und spektrale Auflösung der vorliegenden Infrarot-Daten ermöglicht außer der Ermittlung des R-Wertes keine weitere Analyse der Extinktionskurven in diesem Spektralbereich ($\lambda > 1\mu\text{m}$). Aus diesem Grund muß sich die weitere Untersuchung auf den durch die Scanner- und IUE-Daten definierten Spektralbereich beschränken.

Verschiedene Arbeiten, besonders seit dem Start von IUE im Januar 1978, erbrachten Hinweise dafür, daß die Extinktion im UV nicht so einheitlich ist, wie es die Definition einer Standardkurve vermuten läßt. Meyer und Savage (1981) untersuchten die Extinktionskurven von 1367 Sternen mit Spektralklassen früher als B4 mit den Daten des ANS (Astronomical Netherlands Satellite, Wesselius et al., 1980). Sie zeigten, daß die normierten Extinktionskurven $E(\lambda-V)/E(B-V)$ im Buckelbereich (220nm) und im fernen UV (FUV, $\lambda \leq 160\text{nm}$) unabhängig variieren (siehe auch Abschn. 6.2.1). Verglichen mit der Standardkurve kann die Extinktion bei einzelnen Sternen in beiden Bereichen stärker, gleich stark oder schwächer sein. Dies beobachteten auch Massa et al. (1983) und Witt et al. (1984), wobei beide Autorengruppen jedoch durch die Verwendung von IUE-Daten die Gefahr der Wahl ungeeigneter Vergleichsterne verringerten.

Die Extinktion läßt sich also vom sichtbaren Spektralbereich bis zum UV ($800 \leq \lambda \leq 125\text{nm}$, $1.25 \leq 1/\lambda \leq 8\mu\text{m}^{-1}$) in drei Komponenten zerlegen, die sich in ihrer Stärke zueinander verändern können. Weitere Komponenten von signifikanter Stärke, d.h. mit Abweichungen größer als 0.2 Einheiten bei $E(B-V)=1^m$ von der Standardkurve, sind nicht bekannt.

6.3.1 Allgemeiner Ansatz

Gemäß den vorstehenden Überlegungen kann man die Extinktionskurve des Sterns i als

$$A_i(x) = v_i V'(x) + b_i' B(x) + u_i' U(x) \quad (6.11)$$

mit $x=1/\lambda$ (μm^{-1}) und v_i , b_i' und u_i' den jeweiligen Stärken der Extinktionskomponenten $V'(x)$, $B(x)$ und $U(x)$ darstellen. Letztere haben die Buchstaben der Spektralbereiche ihrer Haupt-

wirksamkeit und sollen bei allen Extinktionskurven in ihrer Form gleich sein.

Bei dem Gleichungssystem (6.11) sind alle Größen auf der rechten Seite unbekannt. Die Gleichungen sind über die Komponenten $V'(x)$, $B(x)$ und $U(x)$ gekoppelt und linear abhängig, so daß eine rein algebraische Lösung nicht möglich ist. Durch vernünftige Annahmen kann man jedoch die Zahl der Unbekannten verringern und eine befriedigende Lösung erhalten. Mit den Annahmen:

1. Extinktionskurven sind eine Linearkombination von 3 Komponenten
2. Die Extinktion im optischen Spektralbereich ($1 < x < 2.5$) wird fast nur durch $V'(x)$ bestimmt
3. Für $x > 3.5$ läuft $V'(x)$ in eine Sättigung, d.h. die Extinktion ist nicht wellenlängenabhängig (=grau, neutral)
4. Die Buckelkomponente $B(x)$ verhält sich wie ein Dispersionsprofil (oder Lorentzprofil)

lassen sich die Koeffizienten v_i , b_i und u_i und die Form der Komponenten $V'(x)$ und $U(x)$ bestimmen.

Annahme 1 wurde schon in der Einleitung zu diesem Abschnitt begründet. Die zweite Annahme folgt aus der Übereinstimmung aller Extinktionskurven im optischen Spektralbereich (Abschn. 6.1.2). Zwar bewirkt die Normierung mit $E_i(B-V)$ eine Angleichung der Kurven, doch bleibt die Streuung auch außerhalb des von $x_V=1.8$ und $x_B=2.3$ definierten Intervalls im Rahmen der Meßfehler.

Die Extinktion im sichtbaren Spektralbereich $V'(x)$ läßt sich gut durch Staubeilchen mit Radien um $0.1\mu\text{m}$ erklären, die wegen ihrer Größe im UV ($x > 4\mu\text{m}^{-1}$) eine neutrale Extinktion unabhängig von den optischen Materialeigenschaften bewirken (Greenberg und Chlewicki, 1983).

Nach Abschn. 6.2.2 läßt sich der Extinktionsbuckel ausgezeichnet durch ein Lorentzprofil darstellen. Ein Dispersionsprofil

$$B(x) = r^2 x^2 / ((x^2 - x_{OB}^2)^2 + r^2 x^2) \quad (6.12)$$

hat um sein Maximum die gleiche Form wie ein Lorentzprofil. Darüber hinaus besitzt es aber den Vorteil, daß der Funktionswert für $x=0$ und $x=\infty$ verschwindet. Entscheidend für die Gültigkeit der 4. Annahme ist also nur, ob das Dispersionsprofil den gesamten Verlauf von $B(x)$ korrekt beschreibt.

Wegen Annahme 2 folgt aus (6.11)

$$E(B-V)_i = v_i (V'(B) - V'(V)) \quad \text{und} \quad R = V'(V) / (V'(B) - V'(V)), \quad (6.13)$$

so daß R tatsächlich für jeden Stern konstant ist (unabhängig von v_i). Dividiert man Gleichung (6.11) durch $E(B-V)_i$ und subtrahiert R , so ergibt sich die übliche Normierung

$$\frac{A_i(x) - A_i(V)}{E(B-V)_i} = \frac{E_i(x-V)}{E_i(B-V)} = k_i(x-V) = V(x) - R + b_i B(x) + u_i U(x) \quad (6.14)$$

mit $V(x) = V'(x) / (V'(B) - V'(V))$, $b_i = b'_i / E(B-V)_i$ und $u_i = u'_i / E(B-V)_i$.

In dieser Bezeichnungsweise folgt für die normierte Buckelstärke (Gleichung 6.7)

$$(E_{\text{Buckel}} / E(B-V))_i = b_i \cdot B(x_{\text{OB}}) - A_i = z_i, \quad (6.15)$$

da $V(x)$ und $U(x)$ in dem Intervall 286 bis 174nm annähernd linear sind (Abschn. 6.2.1) und sich deshalb ihre Extinktionsbeiträge wegen der symmetrischen Lage der Grenzen zum Buckelmaximum $x_{\text{OB}} = 216.5\text{nm}$ aufheben. Der Anteil der Buckelkomponente an den Intervallgrenzen wird durch

$$A_i = 0.5 \cdot b_i \cdot (B(286) + B(174)) \quad (6.16)$$

korrigiert.

Mit (6.15) und (6.16) ist die Streuung der nach (6.8) neu normierten Extinktionskurven gleich

$$\sigma = \left[\frac{\sum \left((V_x - V_N) \left(\frac{1}{z_i} - \left\langle \frac{1}{z_i} \right\rangle \right) + (U_x - U_N) \left(\frac{u_i}{z_i} - \left\langle \frac{u_i}{z_i} \right\rangle \right) \right)^2}{n - 1} \right]^{1/2} \quad (6.17)$$

wobei N die Normierungswellenlänge 286nm bezeichnet. Bis auf einen Faktor gibt Gleichung (6.17) weitgehend den Verlauf der Hintergrundextinktion, die nach Abb. 6.5 fast linear in x ist, wieder. Außerdem ist (6.17) unabhängig von der Form von $B(x)$ und die Herleitung erfordert nur, daß $U(x)$ und $B(x)$ im optischen Spektralbereich klein gegen $V(x)$ sind.

6.3.2 Anwendung auf Kohlensacksterne

Die Parameter der Buckelkomponente $B(x)$ lassen sich also aus der Extinktionskurve $k_i(B-V)$ bestimmen, wenn man den Hintergrund durch eine Gerade approximiert. Für die Sterne 174, 283 und 294 im Kohlensack folgen als Mittelwerte aus der Anpassung im Bereich $3.2 \leq x \leq 6.0$

$$\begin{aligned} x_{oB} &= 4.63 \pm 0.02 & (x_{oU} &= 216\text{nm}) \\ \Gamma^2 &= 1.16 \pm 0.19, & (\gamma^2 &= \Gamma^2/4) \end{aligned} \quad (6.18)$$

was wie erwartet mit Tab. 6.6 übereinstimmt. Die Standardkurve hat die Koeffizienten $x_{oB,Std}=4.56$ und $\Gamma_{Std}^2=1.00$. Der Unterschied in Γ^2 ist, wie die Streuung der Kohlensacksterne zeigt, nicht signifikant. Die Differenz in der Lage des Maximums x_{oB} beruht wahrscheinlich auf Fehlern in der Wellenlängeneichung der Daten des TD1-Satelliten, die im Buckelbereich von Savage und Mathis (1979) benutzt wurden. Alle neueren Arbeiten (z.B. Massa et al., 1983, und Witt et al., 1984) finden das Maximum bei $4.60\mu\text{m}^{-1}$ oder noch größeren Werten.

Die gleichfalls ermittelten vorläufigen Werten von b_i erlaubten die Subtraktion der Buckelkomponente. Bildet man die Differenz der Restextinktionskurven für zwei Sterne i und j , dann ergibt sich bis auf den Faktor $(u_i - u_j)$ die U-Komponente

$$(u_i - u_j)U(x) = k_i(x-V) - k_j(x-V) - (b_i - b_j)B(x). \quad (6.19)$$

Abb. 6.7 zeigt den Verlauf der Daten und der angepaßten Funktion $U(x)$ für das Sternpaar 294 und 174. Die beiden anderen Sternpaare liefern ähnliche Resultate. Die Funktion wurde wie bei Gürtler et al. (1982) zu

$$\begin{aligned} U(x) &= (x - x_{oU})^n \\ \text{mit } U(x) &= 0 \quad \text{für } x \leq x_{oU} \end{aligned} \quad (6.20)$$

gewählt. Durch den Potenzansatz sind Abweichungen von der linearen Beziehung ($n=1$) leichter zu erkennen. Nach Abb. 6.7 liegt x_{oU} zwischen $x=2$ und 3 . Deshalb beschränkte sich die Bestimmung der Form von $U(x)$ auf den Bereich $x \geq 3.2$, in dem die stärker streuenden Daten um das Buckelmaximum ($4.2 \leq x \leq 5.2$) aber nicht berücksichtigt wurden. In diesem Intervall ist die photometrische Genauigkeit von IUE deutlich geringer, da die Meßdaten oft nur wenig über dem Untergrund liegen, wenn man

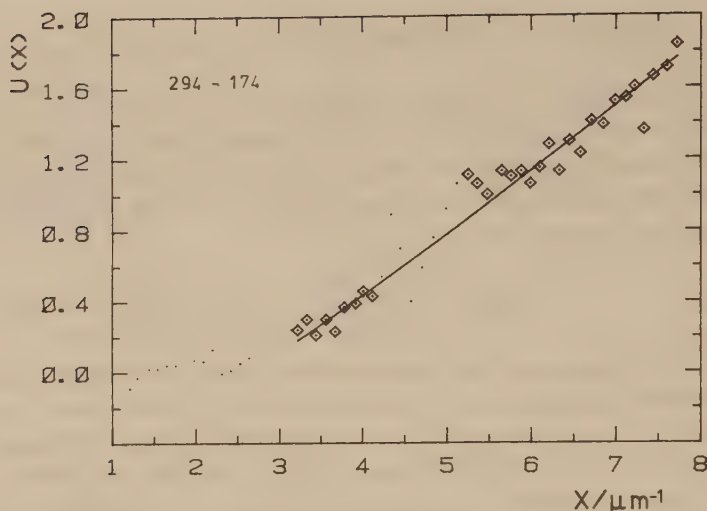


Abb. 6.7: $U(x)$ als Differenz der Extinktionskurven der Kohlsacksterne 294 und 174 gemäß Gleichung (6.19). Die Funktion (6.20) wurde an die Daten mit einer Raute angepaßt (durchgezogene Kurve).

andere Teile nicht überbelichten will. Als Mittelwert der Anpassungen an alle drei Sternpaarkombinationen folgt

$$\begin{aligned} x_{0U} &= 2.6 \pm 0.3 & (\lambda_{0U} = 385 \text{ nm}) \\ n &= 1.08 \pm 0.1 . \end{aligned} \quad (6.21)$$

Diese Werte weichen deutlich von den Ergebnissen von Gürtler et al. (1982) ($x_{0U} = 3.5$ und $n = 1.66$) ab. Ihre Untersuchung beruht auf den spektrophotometrischen Messungen von TD1, die eine Auflösung von 2 nm haben und nur das Intervall $3.9 \leq x \leq 6.2$ umfassen, so daß systematische Fehler vorliegen können. Da die Festlegung des Exponenten n in dieser Arbeit auf einem doppelt so großen Bereich basiert und die Streuung der buckelnormierten Kurven einen mehr linearen Verlauf nahelegt (Abb. 6.5), ist das Resultat (6.21) wahrscheinlicher. Hinzu kommt, daß Messungen der Extinktion im sichtbaren Spektralbereich (z.B. Whittet et al., 1976 und Johnson, 1977) ausgezeichnete Übereinstimmungen im Bereich $1.2 \leq x \leq 2.4 \mu m^{-1}$, aber Unterschiede einzelner Kurven im Balmerkontinuum festgestellt haben, was zu

$x_{0U}=2.6\mu\text{m}^{-1}$ paßt.

Mit den Funktionen (6.12) und (6.20) und den Parametern (6.18) und (6.21) sind alle Größen vorhanden, um die Koeffizienten b_i und u_i sowie $V(x)$ genau zu bestimmen. Da $V(x)$ im UV nach Annahme 3 konstant sein soll, wurden zuerst b_i und u_i zwischen $x=3.8$ und 6.2 ermittelt (Tab. 7.2). Durch Subtraktion der Buckelextinktion und der FUV-Komponente folgen dann die $V(x)$ -Kurven (Abb. 6.8).

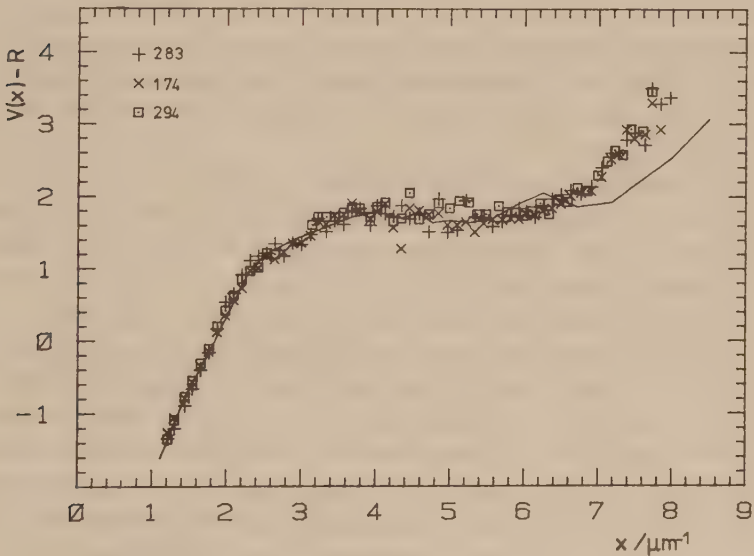


Abb. 6.8: $V(x)$ -Komponenten der drei Kohlendicksterne 174, 283 und 294 und der Standardextinktionskurve nach Savage und Mathis (1979) (durchgezogene Linie)

Über den gesamten Bereich gibt es zwischen den Kohlendicksternen keine systematischen Abweichungen. Die stärkere Streuung im Buckelbereich und für $x > 7.5$ beruht auf der geringeren photometrischen Genauigkeit der IUE-Spektren (Abb. 4.4). Die ausgezeichnete Obereinstimmung beweist gleichzeitig die Richtigkeit des Ansatzes und der Auswertung.

Schwankungen von b_i/b_{Std} und u_i/u_{Std} (Tab. 7.2) um bis zu 10% beruhen auf zufälligen Restfehlern. Der Stern 174 hat trotz $E(B-V)=0^m45$ normale Koeffizienten (b_i/b_{Std} und u_i/u_{Std} nahe 1), was eine geringe Staubbichte vermuten läßt. Dagegen spricht der kleine Entfernungsmodul von 6^m55 (Tab. A4), so daß eigentlich nur die Teilwolke DW α wirksam sein könnte. Auch der benachbarte Stern 228 (Abb. 2.1) hat normale Werte. Da auch er sehr nahe liegt ($EM=6^m37$), hat dieser Teil von DW α möglicherweise eine andere Staubb Mischung als das Gebiet von 283 und 294. Letzteres Sternpaar liegt sicher hinter dem Kohlsack ($EM>7^m5$) und durchstrahlt bei $(l,b)\approx(304,-0.5)$ wahrscheinlich ebenfalls nur DW α . Beide Sterne haben eine deutlich erhöhte FUV-Extinktion und 294 zeigt zusätzlich eine verminderte Bukkelextinktion (Tab. 7.2).

Diese Resultate sind im Widerspruch zu Witt et al. (1984), die bei einer Analyse der Extinktionskurven von 29 mit IUE beobachteten Sternen feststellten, daß die Extinktion bei 125nm in diffusen Dunkelwolken im Mittel stärker als in dichten Wolken ist. Aber die große Streuung von etwa 15% zeigt, daß die Aufteilung in dünne und dichte Wolken allenfalls einen Trend andeuten kann, aber sicherlich nicht der alleinige Parameter ist, der Änderungen der Komponentenkoeffizienten steuert (siehe auch Abschn. 7.4.2). Geeigneter als ein mehr statistisches Verfahren wie bei Witt et al. (1984) erscheint die umfassende Analyse einzelner Dunkelwolken wie des Kohlsacks, um durch die Lokalisation klarer die Ursachen, die zu Modifikationen des Staubbgemisches führen, erkennen zu können.

Abb. 6.8 enthält auch die $V(x)$ -Komponente der Standardkurve. Bei $6.3\mu m^{-1}$ erkennt man gut die schon erwähnte (Abschn. 6.2) Fehlanpassung der TD1-Daten beim CIV-Resonanzdublett. Bemerkenswert ist der Anstieg von $V(x)$ für $x>6.0\mu m^{-1}$ und der Unterschied zwischen den Kohlsacksternen und der Standardkurve, obwohl alle Kurven bei größeren Wellenlängen exakt übereinstimmen. Die Kurven von 174, 283 und 294 weichen trotz unterschiedlicher Koeffizienten auch für $x>6.0$ nicht voneinander ab, so daß ein Zusammenhang des Anstiegs mit $B(x)$ und $U(x)$ unwahrscheinlich erscheint. Eine weitere, mögliche Erklärung wäre eine vierte Komponente. Da aber die systematischen Fehler durch falsche Vergleichssterne mit wachsendem x größer werden

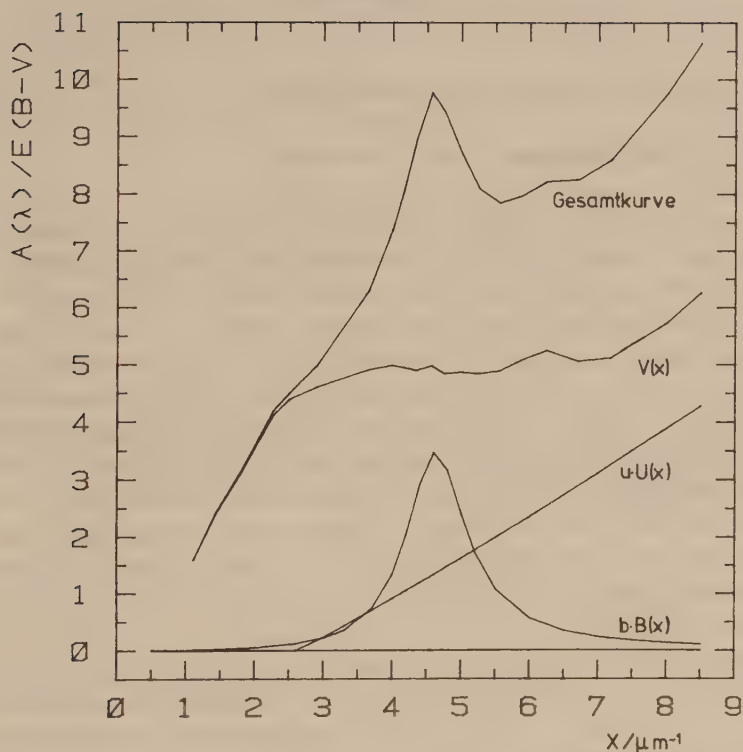


Abb. 6.9: Zerlegung der Standardkurve (Savage und Mathis, 1979) in ihre Komponenten, wobei der R-Wert 3.2 zur Gesamtkurve und $V(x)$ -R addiert wurde.

und die Standardkurve auf den Daten mehrerer Autoren beruht, sollte man mit einer solchen Interpretation vorsichtig sein (siehe aber auch Abschn. 7.2).

Abb. 6.9 verdeutlicht den relativen Beitrag der drei Extinktionskomponenten anhand einer Zerlegung der Standardextinktionskurve entsprechend Gleichung (6.14). Zur Darstellung des absoluten Beitrags jeder Komponente mußte zu $V(x)$ -R (Abb. 6.8) und der Gesamtkurve der R-Wert 3.2 addiert werden.

7. DISKUSSION

7.1 Lage und Morphologie des Kohlensacks

7.1.1 $A_V(EM)$ -Diagramme anderer Autoren

Entscheidend für die Beschreibung von Struktur und Lage des Kohlensacks (Kap. 5) ist die Qualität der $A_V(EM)$ -Diagramme (Abb. A.2), die sich durch den Vergleich mit den mit Diagrammen anderer Autoren kontrollieren läßt. Obwohl es eine Reihe von Arbeiten gibt, die die Extinktion als Funktion der Entfernung im Cen-Car-Gebiet ermittelten, liegen dennoch die meisten Sichtlinien außerhalb des Programmgebietes. Nur Rodgers (1960) und Neckel und Klare (1980) hatten Felder im Kohlensack, die ausreichend viele ($n \geq 10$) meiner Programmsterne enthalten. Beachtet man außerdem, daß die Streuung im Freiraumgebiet nicht zu groß werden soll (Abschn. 5.1.2.1), erweist sich Feld 160 von Neckel und Klare wegen der großen Inhomogenität als ungeeignet.

Übrig bleiben 5 $A_V(EM)$ -Diagramme von Neckel und Klare und 4 von Rodgers, von denen Abb. 7.1a und b typische Beispiele zeigen. Die Diagramme enthalten alle Programmsterne innerhalb der jeweiligen Feldgrenzen und die wichtigsten Daten der beiden Arbeiten. Der Durchmesser der Werte von Neckel und Klare (Abb. 7.1b) entspricht ihrem geschätzten Fehler von etwa $0^m.12$ in A_V . Die Fehler im Entfernungsmodul liegen bei $0^m.33$ bis $0^m.5$. Alle stark abweichenden Programmsterne sind mit der internen Nummer (Tab. A.2) identifiziert.

Die Obereinstimmung mit Rodgers (1960) ist bis auf seine Region III gut (Abb. 7.1a). Region III stimmt etwa mit dem Feld V dieser Arbeit, das eine Extinktion $A_{V2}=1^m.7$ (Tab. 5.6) hat, überein. Rodgers Punkte stellen nicht einzelne Sterne dar, sondern sie ergaben sich aus der Verschiebung der verfärbten Spektralsequenzen von Sternen in Farbdifferenzdiagrammen auf die unverfärbte Hauptreihe. Der von ihm angenommene Kurvenverlauf in Region III zwischen $EM=6^m.0$ und $8^m.5$ wird stark durch die drei niedrigen Werte bestimmt. Ohne diese läge die Kurve um $0^m.5$ höher, was nicht im Widerspruch zu seinen Daten

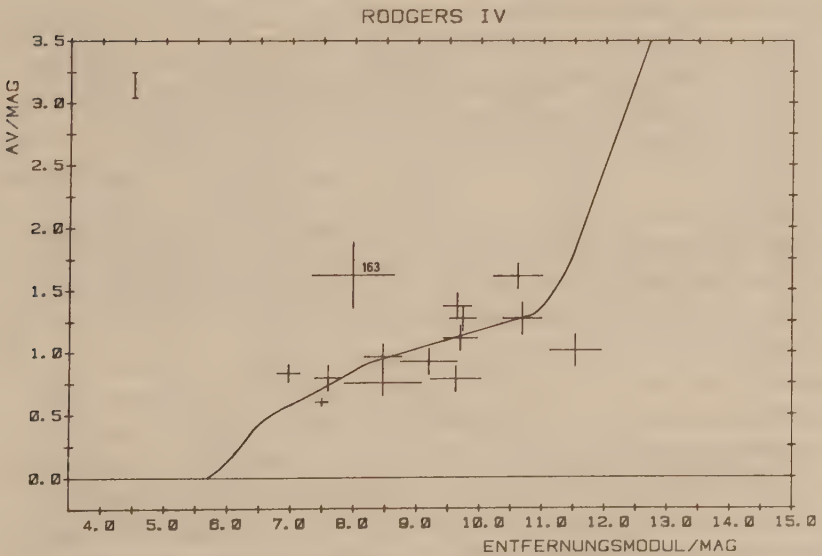
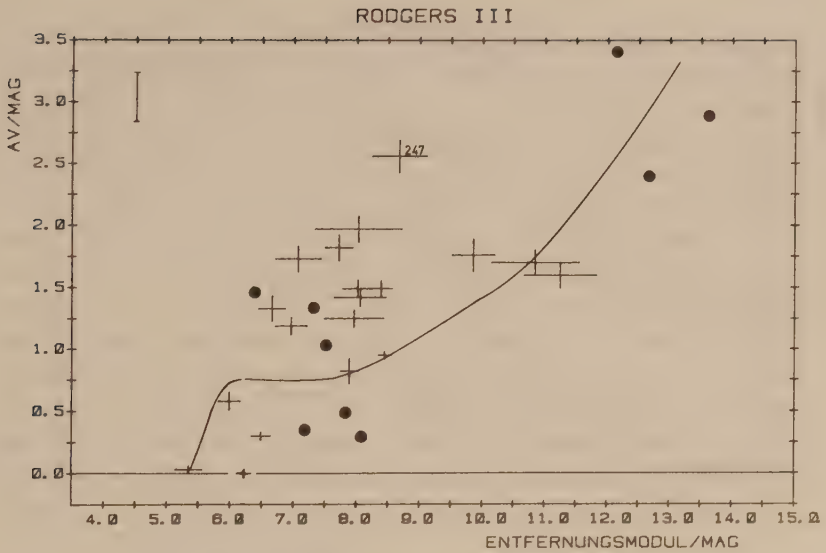


Abb. 7.1a: $A_V(EM)$ -Diagramme der Programmsterne (Kreuze) in den Gebieten III und IV von Rodgers (1960) mit einigen seiner Werte (volle Kreise) und dem von ihm angenommenen Verlauf. Der Fehlerbalken entspricht der Streuung von Rodgers Daten im Freiraumgebiet.

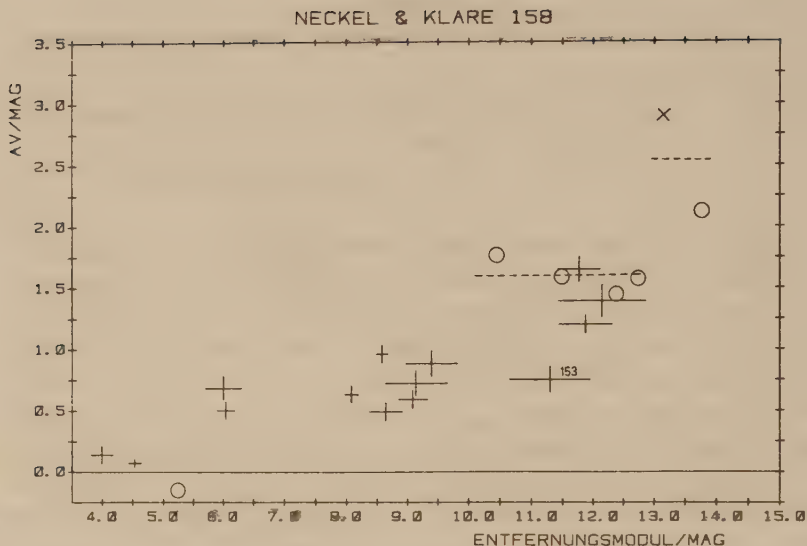


Abb. 7.1b: $A_V(EM)$ -Diagramm des Feldes 158 von Neckel und Klare (1980). Ihre Daten sind als offene Kreise (OB-Sterne) und diagonales Kreuz (δ Cep-Stern) mit dem Extinktionsgang (gestrichelt) eingetragen.

mit $EM > 8.0^m$ wäre und besser zu einem staubarmen Zwischenarmgebiet passen würde. Eine Konzentration seiner Sterne am südlichen Rand der Region III könnte die geringere Extinktion erklären. Die Vermutung eines Fehlers bei Rodgers wird durch Aufnahmen vom Kohlensack unterstützt, die eine deutlich geringere Sterndichte in Region III verglichen mit IV zeigen, während Rodgers genau entgegengesetzte Extinktionswerte erhielt.

Rodgers Region IV deckt sich mit dem Feld VI, das schon bei dem internen Vergleich (Abschn. 5.5.2.2) herausfiel und auch bei Rodgers eine deutliche Extinktion im Freiraumgebiet zeigt. Wahrscheinlich beruht der Effekt in beiden Fällen auf einer ungünstigen Verteilung der gemessenen Sterne.

Die meisten Sterne von Neckel und Klare (1980) sind hauptsächlich OB-Sterne und haben Entfernungsmoduln größer als 10^m . Wegen der zusätzlichen Extinktion im Spiralarm -I eignen sie sich kaum für eine Untersuchung des Kohlensacks. Dennoch

ist die Übereinstimmung in allen 5 Feldern ausgezeichnet, d.h. die Daten von Neckel und Klare liegen entweder im Bereich der Programmsterne oder führen deren Extinktionstrend stetig fort.

Es gibt somit keine systematische Differenz zu beiden Arbeiten. Beide bestätigen die Lage des Kohlensacks in der Galaxis und die Existenz eines staubarmen Gebietes (Freiraumgebiet) hinter ihm. Letzteres paßt zur Beobachtung bei Sc-Galaxien, daß Dunkelwolken den Spiralarmen folgen und oft an ihren Innenkanten liegen (z.B. Lynds, 1974). Im Unterschied zu Rodgers (1960) und Neckel und Klare (1980) ist in der vorliegenden Arbeit die Aufteilung in homogene Felder feiner und die Zahl der Programmsterne im kritischen Bereich $6^m 0 < EM < 7^m 0$ größer. Diese Umstände ermöglichten eine genauere Bestimmung von Entfernung, Extinktionsverteilung und Struktur des Kohlensacks.

7.1.2 Entfernung

Die Arbeit von Rodgers (1960) war die bisher letzte Bestimmung der Entfernung des Kohlensacks. Da die Arbeit auf photometrischen Daten beruht, hat sie eine höhere Genauigkeit als die älteren Sternzählungen (Abschn. 1.2). Rodgers Ergebnis von 174pc galt deshalb bis heute als Standardwert. Seine Meßfelder lagen nördlich von $b = -2^\circ$ (Abb. 7.2), so daß Rodgers Entfernung stark durch die Teilwolke DW_α bestimmt wurde. Bildet man den Mittelwert der Gruppen 1 und 2 (Gleichung 5.19), erhält man mit

$$\begin{aligned} \langle EM \rangle_\alpha &= 6^m 21 \pm 0^m 31 \\ r_\alpha &= (175 \pm 25) \text{pc} \end{aligned} \quad (7.1)$$

praktisch den identischen Wert. Dies ist aber eine mehr zufällige Übereinstimmung, da bei dem Mittelwert (7.1) die weiter entfernten Felder II und VIII unberücksichtigt blieben.

Tatsächlich ist der Mittelwert aller Felder mit $EM_{KS} = 6^m 49$ (Abschn. 5.1.3.2) um $0^m 3$ größer als Rodgers Entfernungsmodul, was zum Teil auf systematische Fehler bei Rodgers zurückzuführen ist. Aus den Farb-Differenzdiagrammen erhielt er durch Verschiebung entlang der Verfärbungswege die Eigenfarben und Extinktion seiner Sterne. Aber er hatte in der Regel keinen Hinweis auf ihre Leuchtkraft, so daß er die Klasse V annehmen

mußte. Dies führt zu einer systematischen Unterschätzung der Entfernung.

Auch Untersuchungen der allgemeinen Extinktionsverteilung in der Sonnenumgebung (z.B. Lucke, 1978, und Neckel und Klare, 1980) bestätigen die ungefähre Lage des Kohlensacks, sind jedoch wegen der geringen Zahl verwendeter Sterne in Kohlensack-Entfernung für einen detaillierten Vergleich zu ungenau.

7.1.3 Extinktionsverteilung

Die Kontrolle der Extinktionsverteilung $A_V(l,b)$ im Kohlensack (Abb. 5.11) mit den Daten der Sternphotometrie ergab, daß bis $A_V \approx 1^m.5$ ($A_V \approx 1^m.2$ in Abb. 5.11) kein Skalenfehler vorliegt, aber ein Nullpunkt von $0^m.34$ zu addieren ist. Die Richtigkeit dieser Korrektur zeigt sich darin, daß alle Gebiete mit 'negativer' Extinktion (z.B. bei $(l,b)=(299.5,-2.5)$) verschwinden.

Sundman (1979) erstellte in der Cen-Car-Region $A_V(EM)$ -Diagramme mit Sternen, die in einem Zylinder um den Sehstrahl liegen, was einer konstanten räumlichen Auflösung unabhängig von der Entfernung entspricht. Zwei seiner Sehstrahlen liegen im Gebiet von Abb. 5.11 aber mit $(l,b)=(302.8,+2.1)$ (Zylinder XIII/XIV) und $(305.9,+0.1)$ (Zylinder XVI) gerade außerhalb des eigentlichen Kohlensackgebietes. Sie erlauben jedoch eine Überprüfung der Nullpunktskorrektur. Beide Diagramme beginnen bei $EM=8^m.0$ mit $E(B-V)=0^m.2$ und dieser Wert bleibt bis $EM=10^m.5$ unverändert. Aus Abb. 5.11 ergeben sich nach Addition des Nullpunkts die korrigierten Verfärbungen $E(B-V)=0^m.18$ (XVI) und $0^m.11$ (XIII/XIV). In Anbetracht der großen Winkeldurchmesser der Zylinder bei Sundman (2.3° bei $EM=8^m.0$ oder 16pc Durchmesser) sind die Unterschiede von weniger als $0^m.1$ nicht signifikant.

Mehrere Autoren haben die Extinktion in Teilgebieten des Kohlensacks bestimmt (Abb. 7.2). Im Gegensatz zu Rodgers (s.o.) basieren die Daten von Mattila (1970a) und Tapia (1973) auf Sternzählungen, die sie mit der Methode der Wolf-Diagramme auswerteten. Alle Extinktionswerte, die wenn nötig nach A_V transformiert wurden, sind in Tab. 7.1 aufgeführt, wobei Gebiete annähernd gleicher Position in einer Zeile stehen. Unter Verwendung der Abb. 7.2 wurde in jedem Feld die Extinktion ge-

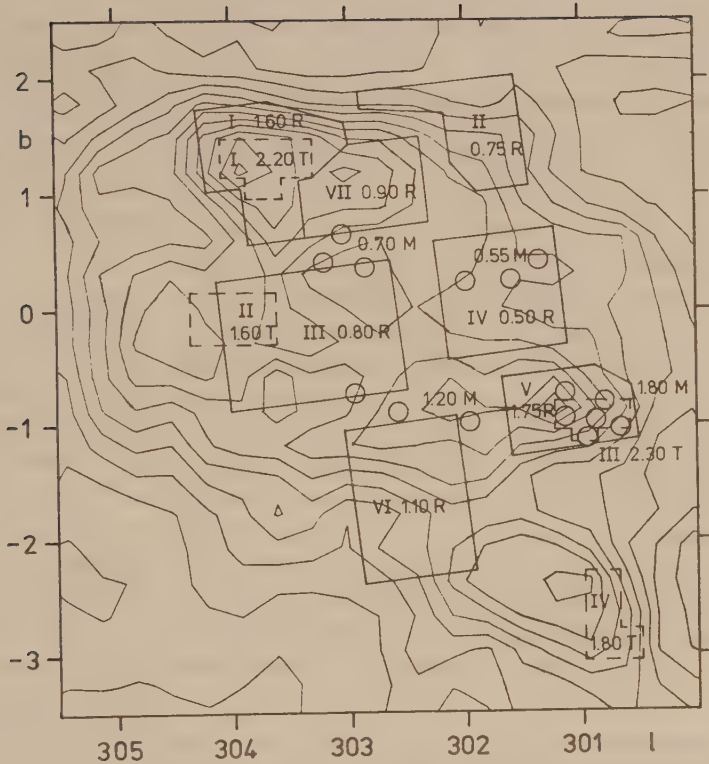


Abb. 7.2: Lage, Größe und A_V -Werte der Meßfelder von Rodgers (1960) (R, geschlossene Feldränder), Mattila (1970a) (M, Kreise) und Tapia (1973) (T, gestrichelte Ränder). Als Orientierung dient die Extinktionskarte Abb. 5.11.

geschätzt, um $0^m.34$ korrigiert und den Literaturangaben gegenübergestellt. Der Fehler der Schätzungen liegt bei etwa $0^m.1$.

Der erste Vergleich zeigt nicht nur deutliche Unterschiede zu dieser Arbeit, sondern auch zwischen den Daten von Rodgers und Mattila verglichen mit denen von Tapia. Kleinere Diskrepanzen beruhen auf Unterschieden in Lage und Größe der Felder sowie in den Methoden. Erst Abweichungen $|\Delta A_V| > 0^m.25$ sind signifikant. Mit diesem Maßstab gibt es zu Rodgers (1960) nur

Tabelle 7.1: Vergleich der A_V -Werte

Rodgers (1960)			Mattila (1970a) ^{a)}			Tapia (1973) ^{a)}		
Feld Nr	diese Arbeit ^{b)}		1 b	diese Arbeit ^{b)}		Feld Nr	diese Arbeit ^{b)}	
I	1.60	1.85				I	2.20 (2.50)	2.00
II	0.75	0.95						
III	0.80	1.35	303 0.5	0.70 (1.25)	1.35	II	1.60 (1.90)	1.50
IV	0.50	1.10	301.5 0.2	0.55 (1.10)	1.15			
V	1.75	1.60	301 -1.0	1.80 (2.25)	1.50	III	2.30 (2.60)	1.55
VI	1.10	1.10	302.5 -1.0	1.20 (1.65)	1.55			
VII	0.90	1.65				IV	1.80 (2.10)	1.30

a) In Klammern korrigierte Werte (siehe Text)

b) Aus Abb. 5.11 geschätzt und korrigiert um 0.^m34

bei seinen Feldern III, IV und VII, die alle außerdem kleinere Extinktionswerte haben, deutliche Unterschiede. Die fehlende Leuchtkraftinformation bei Rodgers kann neben einer Unterschätzung der Entfernung über falsche Eigenfarben auch zu geringe Extinktionen liefern. Ein Hinweis dafür sind die stark abweichenden Punkte in seinen Diagrammen der Regionen III und VII (Abb. 7.1a).

Nur in Feld V hat Rodgers wie die beiden anderen Autoren eine größere Extinktion. Tatsächlich gibt es dort durch drei Globulen (Tapia, 1973) die vermutlich höchste Extinktion im Kohlsack. Die Globulen haben eine Nord-Süd-Ausdehnung von 10' bis 15' und sind deckungsgleich mit Tapias Feld III. Da die Bildelementgröße der Flächenphotometrie 18' beträgt und die benachbarten Gebiete sehr hell sind (Abb. 1.2), hängt die gefundene Extinktion stark von der genauen Position der Bildelemente ab. Diese lagen aber so, daß jeweils die eine Hälfte eines Bildelementes die Globulen und die andere Hälfte das

sternreiche Nachbarfeld überdeckte. Dadurch tritt die maximale Extinktion in Abb. 5.11 nicht bei $(l,b)=(300.8,-1)$ sondern bei $(301.2,-0.9)$ auf und ist systematisch zu niedrig.

Mattila (1970a) bestimmte seine Extinktionswerte durch Vergleich von Sternzählungen im Kohlensack (Kreise in Abb. 7.2) mit denen in nahen Vergleichsfeldern auf der gleichen galaktischen Breite. Diese Vergleichsfelder sind aber nicht völlig extinktionsfrei. Berücksichtigt man ihren Beitrag mit Hilfe der korrigierten Extinktionskarte Abb. 5.11, ergeben sich die Werte in Klammern in Tab. 7.1. Mit dieser Berichtigung ist die Übereinstimmung bis auf das Globulengebiet ausgezeichnet.

Auch bei Tapia (1973) sind ähnliche Korrekturen notwendig. Danach beträgt die Differenz ΔA_V zu dieser Arbeit 0.4 bis 1.0 . Tapia wählte für seine Untersuchung gerade die Gegenden mit der höchsten Extinktion im Kohlensack aus, so daß wegen des systematischen Fehlers der Extinktionskarte (Abb. 5.11) für $A_V > 1.5$ ein stärkerer Unterschied zu erwarten ist. Außerdem liegen seine Felder III und IV in Gebieten mit steilen Extinktionsgradienten und haben eine geringe Ausdehnung, was wegen des vorher erläuterten Auflösungseffektes der Flächenphotometrie eine weitere Verringerung der gemessenen Extinktion (Abb. 5.11) verursacht.

Zusammengefaßt bestätigen die Arbeiten die Richtigkeit der Extinktionsverteilung Abb. 5.11 bis $A_V = 1.5$. Eine mögliche Ursache für die zu kleinen Extinktionswerte der Flächenphotometrie ist neben dem zu niedrigen Hintergrund und den Positionseffekten die Abweichung von der von Mattila (1976) für die Streulichtberechnung angenommenen Geometrie. Er führte seine Rechnungen für homogene, sphärische Wolken durch, eine Annahme, die beim Kohlensack sicherlich nicht zutrifft. Ein weiterer, systematischer Fehler kann von dem atmosphärischen Streulicht stammen. Wenn dessen Korrektur zu gering war, wirkt sich dies in erster Linie in den dunklen Arealen der Milchstraßenebene, also in Gebieten mit hoher Extinktion aus. Insbesondere kann die Dunststreuung, die wegen des kleinen Beitrags der Dunstextinktion von 0.01 in V vernachlässigt wurde (Schmidt-Kaler et al., 1983), durch sehr helle Nachbarobjekte, wie z.B. α Cru, vielleicht doch wichtig werden.

7.1.4 Morphologie

Ein wesentliches Ergebnis der Arbeit ist die Entdeckung der Aufspaltung des Kohlensacks in zwei Teilwolken DW_{α} und DW_{β} . Schon auf Photos macht der Kohlensack einen sehr inhomogenen Eindruck, weshalb ihn Tapia (1973) als ein Konglomerat von kleinen und großen Wolken bezeichnete. Der Umstand, daß sich zwei Wolken überlappen, erscheint nicht unwahrscheinlich, da sich der Staub an der Innenkante des lokalen Arms konzentriert, wie die Arbeiten von Lucke (1978) und Neckel und Klare (1980) zeigen und die Beobachtung von Lynds (1974) bei anderen Galaxien nahelegt.

Rodgers (1960) konnte die Tiefenstruktur des Kohlensacks nicht erkennen, da er in seiner Auswertung durch die geringe Zahl von Meßpunkten zwischen $EM=5^m.5$ und $7^m.5$ und ihre große Entfernungsungenauigkeit eingeschränkt wurde. Zum zweiten Umstand trugen neben der Unkenntnis der Leuchtkraftklassen auch die relativ großen Fehler der verwendeten photographischen Photometrie von $0^m.05$ in B-V und $0^m.08$ in U-B bei. Dagegen führte die Beschränkung auf Spektralklassen um A0 in dieser Arbeit zu einer erhöhten Sterndichte in Kohlensackentfernung. Die lichtelektrische Photometrie steigerte die Genauigkeit der Farben und damit der Extinktionswerte um den Faktor 5 und ermöglichte so in Verbindung mit der Kenntnis der MK-Typen und der H β -Photometrie wesentlich präzisere Entfernungsdaten. Der durchschnittliche Entfernungsfehler der Sterne von $\sigma_{EM}=0^m.3$, der sich in den homogenen Feldern durch Mittelung noch weiter verringert (Tab. 5.6), ist nur halb so groß wie der Unterschied der Entfernungsmoduln beider Wolken. Auch die Übereinstimmung innerhalb der Gruppen (Abb. 5.7) spricht gegen größere Fehler. Nach Abschn. 6.2.3 gilt im Kohlensack ein konstanter R-Wert von 3.2. Da Felder mit hoher und niedriger Extinktion in beiden Teilwolken auftreten, kann der Entfernungsunterschied durch eine Änderung des R-Wertes nicht beseitigt werden.

Der Kohlensack besteht demnach aus zwei, vermutlich getrennten Dunkelwolken. Beide Wolken haben eine unregelmäßige Extinktionsverteilung, wobei die Variation in der weiter entfernten DW_{β} größer ist. Dieses Ergebnis wird durch die Vertei-

lung der Globulen im Kohlensack (Feitzinger und Stüwe, 1984) unterstützt. Die meisten Globulen liegen längs der Linie $(l,b)=(301,-3)$ nach $(303.5,+2)$, also im Gebiet von DWβ, was auf eine verstärkte Fragmentation in dieser Dunkelwolke hindeutet.

7.2 Extinktionskurven im Kohlensack

Die am besten zu messende Eigenschaft des Staubes ist seine Extinktion und ihre Wellenlängenabhängigkeit, d.h. die Extinktionskurve. Neben ihrer großen Bedeutung für die beobachtende Astronomie ist sie ein wichtiger Maßstab für die Bewertung möglicher Staubmodelle. Wegen ihres glatten Verlaufes kann man jedoch aus ihr allein nicht eindeutig auf den physiko-chemischen Aufbau des Staubes schließen.

7.2.1 Visuelle Extinktion und R-Wert

Tapia (1973) bestimmte die Extinktion in seinen Feldern (Abb. 7.2) in den Spektralbereichen U, B, V, R und I. Diese Daten ermöglichten ihm die Ermittlung globaler Extinktionskurven im Kohlensack. Im Rahmen der Streuung weichen seine Meßpunkte nicht von der Standardkurve ab. Die mittlere Extinktion $A_V=2^m$ seiner Felder entspricht einer Verfärbung $E(B-V)=0^m.6$ (bei $R=3.2$), wie sie bei den Scannerprogrammsternen (Tab. 2.3) maximal vorkommt. Untersuchungen von Whittet et al. (1976) und Johnson (1977) bei Sternen außerhalb des Kohlensacks und mit Extinktionen bis $A_V=4^m.7$ zeigten, daß Veränderungen im visuellen Bereich ($1.2 \leq x \leq 2.5$) dann auftreten, wenn der Staub der UV-Strahlung junger, heißer Sterne ausgesetzt ist, was aber im Kohlensack nicht der Fall ist (Abschn. 7.4.1).

Ein klassisches Kriterium ist der R-Wert, also das Verhältnis von Extinktion zu Verfärbung. Er kann ein Indikator für relative Größenänderungen der Staubteilchen sein. Nimmt die Größe der Partikel, die die visuelle Extinktion verursachen, zu, dann verschiebt sich $V'(x)$ zu kleineren x -Werten und λ_B und λ_V liegen im flacheren Teil der Kurve, so daß die Verfärbung $E(B-V)$ bei gleichem A_V abnimmt und R größer wird (siehe

auch Abschn. 7.2.3). Die Konstanz der $V(x)$ -Kurven (Abb. 6.8) paßt somit zu dem einheitlichen R -Wert (Abschn. 6.2.3).

Eine unabhängige Kontrolle des Ergebnisses $R=3.18$ (Abschn. 6.2.3) erlauben Polarisationsdaten. Nach Serkowski et al. (1975) gilt

$$R = 5.5 \cdot \lambda_{\max}, \quad (7.2)$$

wobei $\lambda_{\max}$ (in μm) der Wellenlänge der maximalen linearen Polarisation entspricht. Der Katalog von Serkowski et al. enthält die Sterne 163 und 296, von denen 296 mit $A_V=4.36$ die höchste gemessene Extinktion im Kohlsack hat. Obwohl man bei dem Be-Stern 163 (HR 4830) Eigenpolarisation durch seine Hülle erwarten kann, sind beide $\lambda_{\max}$ -Werte mit $0.59\mu\text{m}$ (163) und $0.65\mu\text{m}$ (296) nur unwesentlich größer als der galaktische Mittelwert $0.55\mu\text{m}$ (Serkowski et al., 1975). Beziehung (7.2) führt zu den R -Werten 3.25 (163) und 3.58 (296). Auch diese Daten bestätigen eine normale Extinktion vom Visuellen bis ins Infrarot.

7.2.2 Komponenten von extremen Extinktionskurven

Für eine korrekte Interpretation der Ergebnisse des Komponentenmodells ist eine Feststellung der Gültigkeitsgrenzen des Ansatzes (6.14) notwendig, wozu sich die extremsten Extinktionskurven am besten eignen. Oft werden Abweichungen von der Standardextinktionskurve als *pekuliar* oder *anomal* bezeichnet. Tatsächlich ändert sich, wie diese Arbeit als erste zeigt, nur die relative Stärke der Koeffizienten $E(B-V)_i$, b_i und u_i und die Komponentenfunktionen $V(x)$, $B(x)$ und $U(x)$ bleiben unverändert. Bevor man aber diese Funktionen den Extinktionswirkungsquerschnitten realer Staubkomponenten gleichsetzt, sollte man beachten, daß die Zerlegung 6.14 (Abb. 6.9) zum Teil rein mathematisch und nicht physikalisch ist. Zum Beispiel würde ein möglicher linearer Anteil von $B(x)$ automatisch den beiden anderen Komponenten zugeschlagen. Dennoch ist die Zerlegung nur teilweise willkürlich, da die Annahmen (Abschn. 6.3.1) gut begründet sind.

Chlewicki et al. (1984) haben aus IUE-Daten die Extinktionskurven von etwa 100 Sternen mit Verfärbungen $E(B-V)$ von 0.20^m bis 1.30^m bestimmt. Bei 30% ihrer Sterne weicht die FUV-Extinktion ($5.5 \leq x \leq 8.0$) von der Standardkurve deutlich ab. Aus-

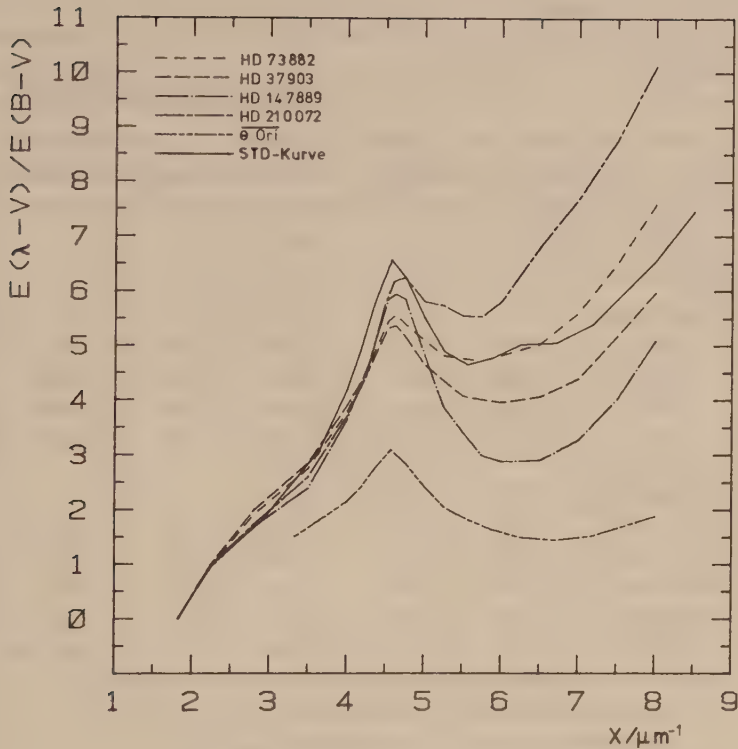


Abb. 7.3: Extreme Extinktionskurven in der Galaxis und Standardkurve von Savage und Mathis (1979). Weitere Angaben siehe Text.

gehend von dieser Übersicht habe ich fünf 'anomale' Extinktionskurven ausgewählt (Abb. 7.3), die von den Sternen der Galaxis am stärksten von der Standardkurve abweichen. Nur in der Kleinen Magellanschen Wolke gibt es vielleicht noch größere Unterschiede, da dort die Extinktionskurven sehr steil sind und keinen Buckel bei 220nm aufweisen. Wegen der besseren Auflösung wurden die Daten aus den Arbeiten von Massa et al. (1983) und bei HD147889 und θ Ori (siehe Tab. 7.2) von Bohlin und Savage (1981) übernommen. HD147889 liegt in der ρ Oph-Dunkelwolke (Abschn. 7.4) und HD37903 nahe dem Orionnebel. θ Ori und HD73882 befinden sich hinter dichten Dunkelwolken, während

bei HD210072 keine Staubkonzentration im Sehstrahl bekannt ist (Massa et al., 1983).

Tabelle 7.2: Koeffizienten der Extinktionskomponenten^{a)}

	b_i	b_i/b_{STD}	u_i	u_i/u_{STD}	$E(B-V)$
Fehler ^{b)}	± 0.05		$+0.10$ -0.05		
STD-Kurve	3.48	1.00	0.63	1.00	
KS-Sterne:					
174	3.24	0.93	0.61	0.97	0.45
228 ^{c)}	3.64:	1.05:	0.65:	1.03:	0.22
283	3.33	0.96	0.74	1.18	0.29
294	2.59	0.74	0.90	1.43	0.55
extreme Ext.-Kurven:					
HD 37903 ^{d)}	2.33	0.67	0.35	0.56	0.31
HD 73882 ^{d)}	2.19	0.63	0.69	1.10	0.71
HD147889 ^{e)}	3.97	1.14	0.13	0.21	1.09
HD210072 ^{d)}	2.50	0.72	1.15	1.83	0.46
θOri ^{e)}	1.62	0.47	0.00	0.00	0.19-0.36

a) Anpassungsbereich: $3.8 \leq x \leq 6.2 \mu m^{-1}$

STD-Kurve: $x_{OB} = 4.58$, KS-Sterne: $x_{OB} = 4.63$,

ext.-Kurven: $x_{OB} = 4.61$

b) nur der Anpassung c) $V(x) = 1.74$ gesetzt

d) Massa et al., 1983

e) Bohlin und Savage, 1981, $\overline{\theta Ori}$ Mittelwert aus $\theta^1 Ori$ A,B,C und $\theta^2 Ori$ A,B

Vor der Bestimmung der Koeffizienten wurde zuerst die Lage des Buckels kontrolliert. Als Mittelwert ergab sich

$$\langle x_{OB} \rangle = 4.61 \pm 0.04 \quad (7.3)$$

mit der größten Abweichung bei HD210072 ($x_{OB} = 4.67$). Da die Kurvenpunkte Zeichnungen entnommen werden mußten, erscheinen weder die Streuung noch die Differenz von $0.02 \mu m^{-1}$ zum Kohlen-sackwert (6.18) signifikant. Dennoch wurde, um zusätzliche Ef-fekte zu vermeiden, die Buckelanpassung mit dem Wert (7.3) durchgeführt. Die übrigen Parameter von $B(x)$ und $U(x)$ blieben

unverändert. Tab. 7.2 faßt alle Ergebnisse zusammen. Die Standardabweichungen der Anpassung lagen wie bei den Kohlsacksternen immer unter 0.15 Einheiten, d.h. etwa die Ablesegenauigkeit der Datenpunkte.

Entscheidend für die Richtigkeit des Komponentenmodells ist jedoch weniger die Größe der Streuung als vielmehr die Form und Lage der jeweiligen $V(x)$ -Komponenten (Abb. 7.4). Betracht-

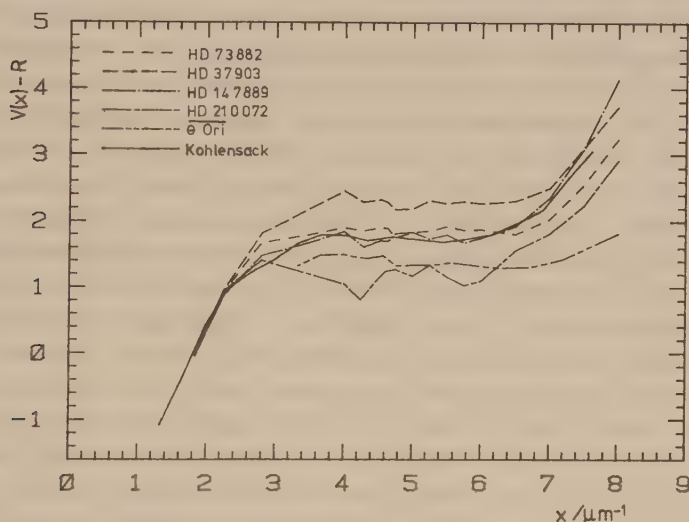


Abb. 7.4: $V(x)$ -Komponenten der extremen Extinktionskurven
Abb. 7.3 verglichen mit der des Kohlsacks

tet man zuerst den Teil $x < 6.5$, dann findet man eine befriedigende Übereinstimmung der Kurven von HD73882 und HD147889 mit der des Kohlsacks. Dagegen sind die Kurven der übrigen drei Sterne im UV-Bereich in der Ordinate verschoben. Für $x > 3$ wird die y -Position allein durch die Eichung der IUE-Spektren festgelegt, so daß z.B. Fehler in den Belichtungszeiten Ursache der Verschiebungen sein können.

Bei HD37903, der in der Orion-Molekülwolke liegt aber nicht zu den Trapezsternen gehört, haben Massa et al. (1983) den näher liegenden Vergleichssterne nicht entfärbt, um dadurch die Vordergrundextinktion zu beseitigen. Aus diesem Grund entspricht die y -Verschiebung von 0.5 Einheiten bei einer Farb-

differenz $\Delta(B-V)=0^m.31$ einem möglichen Fehler von 13% in den Belichtungszeiten. Tatsächlich zeigen die ANS-Daten (Massa et al., 1983, ihre Fig. 1) einen stärkeren Fluß und damit eine niedrigere Extinktion an. Ursache dafür kann aber wegen der großen Blende von ANS auch das zusätzliche Licht des Reflexionsnebels, den HD37903 beleuchtet, sein.

$\overline{\theta\text{Ori}}$ ist der Mittelwert der Extinktionskurven von fünf Sternen im Zentrum des Orion-Nebels (Tab. 7.2), was die Gesamtkurve sicherer machen sollte. Dennoch gibt es einige potentielle Fehlerquellen. Alle Sterne haben Spektralklassen um B0 und im allgemeinen Hinweise auf Anomalien im Spektrum (Bohlin und Savage, 1981). Meyer und Savage (1981) wiesen darauf hin, daß bei diesen frühen Spektraltypen Fehler von schon einer Spektralunterklasse eine Verschiebung der normierten Extinktionskurve um $0^m.15/E(B-V)$ bewirken. Bei einer durchschnittlichen Verfärbung $E(B-V)=0^m.25$ ergäbe das eine Ordinateversetzung um 0.6, d.h. 50% mehr als tatsächlich auftritt. Außerdem lagen alle Belichtungszeiten um 1 sec, was zusätzliche Fehler von bis zu 8% verursachen kann.

Auch bei HD210072 gibt es Zweifel an der korrekten Wahl des stellaren Zwillings. Massa et al. (1983) nahmen einen Spektraltyp B4-5 II an, obwohl visuelle MK-Klassifikationen zu Leuchtkraftklassen von V bis III führten. Meyer und Savage (1981) bestimmten die Extinktionskurve mit einem Vergleichssterne vom Spektraltyp B2V, was $k(\lambda-V)$ um bis zu 1.0 Einheiten vergrößerte. Eine zu hohe Leuchtkraft des Vergleichssterne bei Massa et al. könnte auch den leicht erhöhten Wert von x_{0B} erklären.

Diese Analyse zeigt, daß die Differenzen im konstanten Bereich von $V(x)$ (Abb. 7.4) nicht ohne weiteres Schlüsse auf veränderte Wellenlängenabhängigkeiten der Komponenten oder Ungültigkeit des Ansatzes zulassen. Neben einer ausreichenden photometrischen Genauigkeit des Meßinstrumentes ist auch eine sorgfältige Auswahl der stellaren Zwillinge nötig. Wesentlich sicherere Extinktionskurven gewinnt man durch Anschluß an spektrophotometrische Messungen im sichtbaren Spektralbereich, wie es in dieser Arbeit möglich war. Die von Bohlin und Savage (1981) und Massa et al. (1983) verwendeten breitbandigen UB-V-Daten sind in der Regel zu grob, um über die Elimination von

Linien und Balmersprung eine korrekte Wahl der Vergleichssterne zu treffen.

Die vorstehende Bewertung gilt nicht ohne weiteres für den Bereich $x > 6.5$. Abgesehen davon, daß schon der Anstieg von $V(x)$ im Widerspruch zu Annahme 3 (Abschn. 6.3) steht, haben die Kurven in Abb. 7.4 auch noch unterschiedliche Steigungen. Dieser Effekt kann von einer 4. Komponente, ungeeigneten Vergleichssterne oder einer unvollständigen Beschreibung von $B(x)$ oder $U(x)$ durch die Ansätze (6.12) und (6.20) herrühren. Die Annahme einer vierten Komponente erfordert eine höhere photometrische Genauigkeit und vor allem Daten für $x > 8 \mu\text{m}^{-1}$. Ungeeignete Vergleichssterne kann es, wie die obigen Überlegungen zeigen, im Einzelfall geben, aber eine so häufige Falschenauswahl ist gerade bei Berücksichtigung der $V(x)$ -Kurve für den Kohlsack (Abb. 6.8) nicht wahrscheinlich.

Um die Möglichkeit eines Zusammenhangs mit $B(x)$ oder $U(x)$ zu prüfen, wurde die Differenz (Steigung) $V(8) - V(7)$ gegen die Koeffizienten b_i und u_i aufgetragen. Während bei u_i keine Korrelation zu erkennen ist, läßt sich dies bei b_i (Abb. 7.5) nicht ausschließen. Der Trend wird aber nur durch zwei Sterne

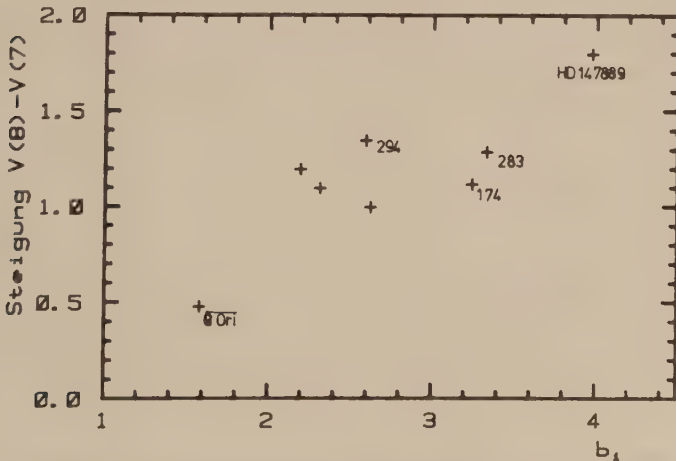


Abb. 7.5: Differenz $V(8) - V(7)$ gegen den Buckelkoeffizient b_i . Die beiden extremen Fälle und die Kohlsacksterne sind bezeichnet.

bestimmt, von denen die Kurve von θ_{Ori} zweifelhaft ist. Außerdem zeigen die Kohlendacksterne keine, ja sogar eher eine entgegengesetzte Tendenz, was aber auf photometrischen Fehlern wegen der Lage am Rande des IUE-Spektralbereichs beruhen kann. Dagegen ergibt der Geradenausgleich, daß $V(B)-V(7)$ mit $b_1=0$ gegen Null strebt, wie man es bei einem echten Zusammenhang erwartet. Somit bleibt der Anstieg von $V(x)$ im fernen UV ein wichtiges, ungeklärtes Problem der Komponentenzerlegung.

Trotz dieser Variationen von $V(x)$ im UV, die zum Teil auf ungeeigneten Vergleichssterne oder Meßfehlern und möglicherweise auf einer unvollständigen Beschreibung von $B(x)$ beruhen, gibt es im sichtbaren Spektralbereich weder bei den extremen Extinktionskurven noch bei denen der Kohlendacksterne signifikante Unterschiede. Dieses Ergebnis bestätigt die Annahme, daß $B(x)$ und $U(x)$ allenfalls nur geringe Beiträge zur optischen Extinktion liefern. Damit erweist sich die Normierung auf $E(B-V)$ als natürlich. Durch die Fixierung nur einer Komponente erkennt man die Veränderungen der beiden anderen umso deutlicher.

Vor kurzer Zeit erschien eine Arbeit von Carnochan (1986), die die Komponentenzerlegung in wichtigen Punkten bestätigt und ergänzt. Aus den Daten des TD1-Satelliten wählte Carnochan alle normalen Sterne mit Spektralklassen B0 bis B5 und Leuchtkraftklassen V bis III, mit Verfärbungen $E(B-V) \geq 0.20$ und UBV-Daten aus. Auf diese Weise verringern sich die negativen Auswirkungen durch ungeeignete Vergleichssterne. Es blieben 154 Sterne mit Flußangaben von etwa 10nm Auflösung zwischen 140 und 274nm ($7.14 \leq x \leq 3.65$) und übrig. Die Untersuchung umfaßt somit einen deutlich kleineren Spektralbereich als diese Arbeit, der etwa dem konstanten Gebiet von $V(x)$ entspricht.

Carnochan konnte alle Extinktionskurven durch ein Zweikomponentenmodell aus einer Geraden und einem Lorentzprofil, für das er die Parameter von Seaton (1979)

$$x_{0B} = 4.60 \mu\text{m}^{-1} \quad \text{und} \quad \Gamma^2 = 1.12$$

benutzte, beschreiben. Die Funktionen und ihre Parameter unterscheiden sich nur unwesentlich von den Ergebnissen (6.18) und (6.21). Sie stehen aber im Widerspruch zu dem Exponenten $n=1.66$ von Gürtler et al. (1982) (Abschn. 6.3.2). Carnochan

stellte fest, daß das Verhältnis der Standardabweichung aller Koeffizienten untereinander zu dem mittleren Fehler jeder Anpassung größer als 5 ist, womit sich die Existenz realer Variationen der Extinktionskurven erneut bestätigt. Je nach Maßstab weichen 1/3 bis 2/3 seiner Extinktionskurven von der Standardkurve ab, so daß deren ungeprüfte Verwendung problematisch ist.

Ein Vergleich der Koeffizienten der vier gemeinsamen Sterne ergibt, daß sie bis auf HD147889 (siehe auch Abschn. 7.4.2) zwar in der Tendenz gleich sind, daß aber vor allem bei b_i größere Abweichungen auftreten. Die Gründe dafür liegen vermutlich in der geringeren Auflösung der TD1-Daten, in dem kleineren Anpassungsbereich und in Carnochans Normierung der Extinktionskurven auf $E(274-V)=3.04$ statt auf $E(B-V)=1$. Hinzu kommt, daß Carnochan wegen des beschränkten Spektralbereichs und der geringeren Genauigkeit den genauen Verlauf der Komponenten und insbesondere von $V(x)$, die ein gutes Kontrollkriterium ist, nicht bestimmen konnte.

7.2.3 Natur des interstellaren Staubes

Unsere Vorstellungen über die Natur des interstellaren Staubes, d.h. seine chemische Zusammensetzung und physikalischen Eigenschaften, basieren auf der Kenntnis der kosmischen Häufigkeit der Elemente bzw. ihrer Unterhäufigkeit im interstellaren Gas. Die Berücksichtigung der möglichen Entstehungsprozesse und der Kondensationstemperaturen der beteiligten Elemente führt zu einer weiteren Beschränkung der Zahl der denkbaren Staubmodelle. Heute werden Mischungen aus Silikaten, ähnlich wie man sie in Meteoriten findet, und kohlenstoffhaltigen Teilchen favorisiert. Aber selbst mit dieser groben chemischen Auswahl bleibt noch genug Unsicherheit in der Größen- und Formverteilung sowie in Betrag und Verlauf der Brechungsindizes.

Die Extinktionskurven sind zu strukturlos, um aus ihnen allein die Natur des Staubes zu ergründen. Aber sie sind als die am besten bestimmbare Eigenschaft des interstellaren Staubes ein wichtiges Kriterium für die Bewertung der vorgeschlagenen Modelle. Insbesondere die in dieser Arbeit gefundene Zerlegung

in drei unveränderliche Funktionen und drei von Stern zu Stern variable Koeffizienten führt zu neuen Einschränkungen, die nun jedes Staubmodell erfüllen muß. Die Extinktion als Funktion der Wellenlänge

$$A(\lambda) = \int_0^{\infty} n(a) \cdot C_{\text{ext}}(a, \lambda) \cdot da \quad (7.4)$$

ergibt sich aus der Integration über die Größenverteilung $n(a)$ und dem Wirkungsquerschnitt für Extinktion $C_{\text{ext}}(a, \lambda)$ der einzelnen Staubteilchen. In Gleichung (7.4) steht a für alle Parameter, die Form und Größe der Teilchen beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt ist eine komplizierte Funktion der chemischen Struktur, der Gestalt und der Größe der Teilchen.

Bisher sehr erfolgreich war das 2-Komponentenmodell einer Mischung aus Graphit und Silikaten von Mathis et al. (1977). Die Anpassung an die Beziehung (7.4) geschieht durch Änderung des Exponenten q und der Grenzradien (Integrationsgrenzen) a_- und a_+ der Größenverteilung

$$\begin{aligned} n(a) &= K \cdot a^{-q} & a_- \leq a \leq a_+ \\ &= 0 & \text{sonst.} \end{aligned}$$

Die Konstante K folgt aus dem Gesamtvolumen der Staubteilchen und der Unterhäufigkeit der verwendeten Elemente im interstellaren Gas. Mathis und Wallenhorst (1981) überprüften das Modell durch Anwendung auf extreme Extinktionskurven. Dabei setzten sie wie Mathis et al. (1977) $q=3.5$, da Änderungen der Grenzradien oder des Exponenten zu gleich guten Anpassungen führen. Die Grenzen a_- und a_+ liegen im Bereich 0.01 bis $0.5\mu\text{m}$, so daß $A(\lambda)$ deutlich und charakteristisch auf Änderungen der vier Grenzradien reagiert und man deshalb auch von einem 4-Komponentenmodell sprechen könnte.

Interessant ist das Modell, weil es Extinktionsvariationen auf unterschiedliche Größenverteilungen der Staubteilchen zurückführt und dadurch Rückschlüsse auf die Entstehungs- und Zerstörungsmechanismen erlaubt. Mathis und Wallenhorst erhielten zwischen 0.11 bis $3.4\mu\text{m}$ eine gute Übereinstimmung mit verschiedenen extremen Extinktionskurven. Das Modell erklärt die Änderung der R -Werte und Form und Lage der $9.7\mu\text{m}$ -Bande. Dies wie auch die Analyse der Polarisationsdaten und die Höhe der

Staubalbedo macht Silikate als einen Hauptverursacher der Extinktion im sichtbaren und infraroten Spektralbereich wahrscheinlich.

Dennoch gibt es berechtigte Zweifel an dem Modell von Mathis et al. (1977). Ohne jede Annahme sieht man, daß Form und Lage des Buckels (Savage, 1975, Massa et al., 1983, und Abschn. 6.2.2) wie auch die Form der FUV-Extinktion (Greenberg und Chlewicki, 1983, und Abschn. 6.3) konstant bleiben. Ändert sich nun $n(a)$, so ist es unwahrscheinlich, daß $A(\lambda)$ wegen der Wechselwirkung mit $C_{\text{ext}}(a, \lambda)$ nur um einen Faktor variiert. Tatsächlich bewirkt eine Vergrößerung der unteren Grenze der Graphit-Teilchen eine Verschiebung und Verbreiterung des Buckels (Mathis und Wallenhorst, 1981). Weiterhin trägt in dem Modell Graphit sowohl zur Extinktion im Buckel als auch im fernen UV bei, wodurch sich im Gegensatz zu der Beobachtung (Greenberg und Chlewicki, 1983, und Carnochan, 1986) eine gute Korrelation zwischen beiden Spektralbereichen ergeben sollte.

Ein Modell, das unter Wahrung der Gleichung (7.4) mit der Zerlegung übereinstimmt, wäre eine Interpretation der Koeffizienten $E(B-V)_i$, b_i und u_i als Häufigkeiten. Dies bedeutet aber, daß alle physikalischen Prozesse die Größenverteilung $n(a)$ nur um einen Faktor ändern dürfen und die Form und den chemischen Aufbau der Teilchen unbeeinflusst lassen müssen. Ein solches Verhalten wäre ungewöhnlich. Der Widerspruch löst sich nur auf, wenn der Wirkungsquerschnitt

$$C_{\text{ext}}(a, \lambda) = F(a) \cdot G(\lambda) \quad (7.5)$$

das Produkt zweier unabhängiger Funktionen $F(a)$ und $G(\lambda)$ ist, die die Extinktionseffektivität von Teilchen der Größe a und bei der Wellenlänge λ beschreiben. Sofern man b_i und u_i nicht als reine Häufigkeiten betrachten will, ist Beziehung (7.5) eine direkte mathematische Konsequenz der einheitlichen Form der Extinktionskurven (Greenberg und Chlewicki, 1983). Mit dem Ansatz (7.5) ergibt sich aus (7.4)

$$A(\lambda) = G(\lambda) \cdot \int_0^{\infty} n(a) \cdot F(a) \cdot da. \quad (7.6)$$

Die Form von $A(\lambda)$ ist nun unabhängig von der Größenverteilung. Nach Greenberg und Chlewicki zeigen Silikat- und Graphitkör-

ner, die kleiner als etwa $0.01\mu\text{m}$ sind, genau dieses Verhalten.

Bei sehr kleinen sphärischen Teilchen (Radius a) beruht im Rayleigh-Grenzfall ($2\pi a \ll \lambda$) die Extinktion fast ausschließlich auf Absorption und nicht auf Streuung des Lichtes, sofern der Imaginärteil $k(\lambda)$ größer Null ist. Fehlen starke Absorptionsbänder, so ergibt sich als Extinktionsquerschnitt

$$C_{\text{ext}}^R \approx \frac{8\pi^2 a^3}{\lambda} \cdot \frac{2}{3} k(\lambda). \quad (7.7)$$

Bei der Ableitung von (7.7) wurde angenommen, daß der Realteil $m(\lambda)$ des Brechungsindex $n(\lambda) = m(\lambda) - ik(\lambda)$ ungefähr gleich 1 und $k(\lambda) \ll 1$ ist. Gleichung (7.7) erfüllt die Bedingung (7.5) und hat einen in $1/\lambda$ linearen Gang. Es liegt daher nahe, C_{ext}^R mit der Komponente $U(x)$ zu identifizieren, deren Ursache möglicherweise sehr kleine Silikatkörner ($a \leq 0.01\mu\text{m}$), die in den Atmosphären kühler Oberriesen entstehen, sind. Die Wellenlängenabhängigkeit des Imaginärteils könnte dann das Verschwinden von $U(x)$ für $x \leq 2.6\mu\text{m}^{-1}$ bewirken. Ein Test für die Hypothese, daß $U(x)$ gemäß (7.7) durch Absorption entsteht, wären Messungen einer sehr geringen Albedo in diesem Spektralbereich. Leider liefern die bisherigen Untersuchungen widersprüchliche Resultate (Savage und Mathis, 1979).

Wegen der geringen Korrelation der FUV-Extinktion mit der des Buckels sollten beide auf unterschiedlichen Staubbpopulationen beruhen. Nach Greenberg und Chlewicki (1983) haben sphärische Graphitteilchen mit $a = 0.015\mu\text{m}$ ihr Extinktionsmaximum bei $4.6\mu\text{m}^{-1}$. Außerdem nimmt ihre Extinktionseffektivität für $x > 6.5\mu\text{m}^{-1}$ wieder zu, was die mögliche Korrelation von b_1 und $V(8) - V(7)$ (Abb. 7.5) bestätigen würde. Graphit als Träger der Buckelextinktion erscheint auf den ersten Blick unwahrscheinlich, da er wegen seiner Kristallstruktur eine sehr spezialisierte Form festen Kohlenstoffs ist. Greenberg (1986) wies aber nach, daß amorphe Formen eine zu geringe Wirksamkeit bei 220nm haben und daher für die gleiche Extinktion mehr Kohlenstoff benötigen als im interstellaren Gas überhaupt vorhanden ist. Außerdem wäre die Extinktion solcher Kohlenstoffteilchen im sichtbaren Bereich zu groß, was Schwierigkeiten mit der beobachteten Konstanz von $V(x)$ brächte.

Eine neue Möglichkeit für die Erklärung des 220nm-Buckels sind die seit kurzem diskutierten Polyzyklischen Aromatischen

Kohlenwasserstoffe (engl. abgekürzt PAH). Bei einer Größe von 5nm bestehen diese Moleküle aus etwa 50 Atomen. Da sie gut die bisher unidentifizierten Emissionslinien im nahen Infrarot erklären können (Léger und d'Hendecourt, 1984) ist ihre Existenz ziemlich sicher. Wegen des Aufbaus aus Benzol-Ringen gleicht die Struktur der PAH der von Graphit. Sie wären deshalb auch als Verursacher der Buckelextinktion denkbar. Außerdem hätten wegen des geringen Radius Größenänderungen keine Auswirkungen auf Form und Position des Buckels. Leider fehlen noch bestätigende Labormessungen.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Arbeit ist die Konstanz von $V(x)$, da die Variationen im UV (Abb. 7.4) vermutlich auf ungeeigneten Vergleichsternen und/oder Meßfehlern beruhen. Gewöhnlich führt man die Extinktion im sichtbaren Bereich wegen der Proportionalität mit $1/\lambda$ auf Teilchen mit Durchmessern von der Größe der Lichtwellenlänge zurück (z.B. Scheffler und Elsässer, 1982). Für diese Teilchen gilt die Aufspaltung (7.5) nicht mehr. Trotzdem bleibt $V(x)$ konstant. Daher dürfen nur geringe Änderungen von $n(a)$ vorkommen oder die Änderungen müssen zu ähnlichen Funktionen von $C_{\text{ext}}(a, \lambda)$ führen.

Polarisationsmessungen haben gezeigt, daß die Wellenlängen des Maximums der linearen Polarisation λ_{max} fast mit derjenigen der Nullstelle der zirkularen Polarisation übereinstimmt. Nach Martin (1974) läßt sich dieses Ergebnis am besten durch nahezu dielektrische Teilchen mit $k(\lambda) < 0.05$ wie Silikate erklären. Andererseits haben reine Silikate eine Albedo von nahezu 1, während im Sichtbaren etwa 0.6 beobachtet werden (Savage und Mathis, 1979). Mathis et al. (1977) versuchen beiden Fakten durch die Mischung aus polarisierenden Silikaten und absorbierenden Graphit gerecht zu werden. Das Problem bei ihnen ist die Konstanz von $V(x)$, die bei zwei Komponenten noch weniger zu erwarten wäre. Greenberg (1986) schlägt deshalb Kern-Mantel-Teilchen aus einem Silikatkern und einem stabilen, organischen Mantel (C,N,O-Verbindungen) vor. Bei der Simulation des Staubwachstums unter interstellaren Bedingungen im Labor fand er ein Material mit einer Albedo von 0.7 und einem Imaginärteil $k(550\text{nm})=0.05$. Ein geringer Anteil amorphen Kohlenstoffs könnte die Albedo weiter reduzieren und außerdem die Extinktion im nahen Infrarot erklären (Greenberg, 1986).

Eng verknüpft mit $V(x)$ ist der R-Wert, dessen Variationen entweder auf Veränderungen von A_V oder $E(B-V)$ beruhen können. Das Komponentenmodell macht keine Aussage über die Extinktion im Infrarot. Der Extinktionsbeitrag einer möglichen IR-Komponente (z.B. amorpher Kohlenstoff) müßte nur für $x > 1.2$ wie $V(x)$ für $x > 3.5$ konstant sein. Dadurch wird jede Veränderung dieser Komponente durch die Subtraktion von R in (6.14) kompensiert. Dagegen verschiebt ein Wachstum der $V(x)$ -Teilchen die $V'(x)$ -Kurve zu kleineren x-Werten. Durch die Verschiebung von λ_V und λ_B in den flacheren Teil von $V'(x)$ vermindert sich $E(B-V)$ und R nimmt entsprechend zu. Nach dem Staub-Modell von Greenberg (1986) ist ein Wachstum der $V(x)$ -Teilchen immer mit einer Verschiebung von $\lambda_{\max}$ verbunden, sofern sich nicht gleichzeitig und gegenläufig der Realteil $m(\lambda)$ ändert. In diesem Modell beruht das Wachstum auf Akkretion von Gasatomen und deshalb bleibt die Teilchenform erhalten. Dagegen bewirkt Koagulation der Staubeilchen die Größenänderungen im Modell von Mathis et al. (1977). Dieser Prozess muß nicht unbedingt die für die Polarisation notwendige längliche Form erhalten und dadurch zu einer Änderung von $\lambda_{\max}$ führen.

Es gibt also möglicherweise zwei R-Werte, die aus IR-Daten oder Polarisationsmessungen (Formel 7.2) folgen. Beide Verfahren (Abschnitte 6.2.3 und 7.2.1) liefern für den Kohlensack annähernd den üblichen Wert 3.2, so daß kein Widerspruch mit der Konstanz der $V(x)$ -Kurven und ihrer Übereinstimmung mit der Standardkurve (Abb. 6.8) auftritt. Für den Beweis einer unabhängigen IR-Extinktionskomponente und die Entscheidung zwischen den Wachstumsprozessen müßte man nach unterschiedlichen R-Werten aus IR- und Polarisationsdaten bzw. nach einer Korrelation mit Veränderungen von $V(x)$ suchen. Ein mögliches Indiz für die Richtigkeit dieser Überlegungen ist der Stern HD73882. Bei diesem Stern findet man trotz normaler Infrarotdaten $\lambda_{\max} = 0.75 \mu\text{m}$, was nach Gleichung 7.2 zu $R = 4.1$ führt (Massa et al., 1983). Tatsächlich ist der Beginn der Sättigung seiner $V(x)$ -Kurve (Abb. 7.4) zu kleineren x-Werten verschoben.

Eine Untersuchung der Korrelation der Koeffizienten b_i und u_i mit anderen Beobachtungsgrößen gibt Einblick in die Prozesse, die die Staubeigenschaften verändern. Massa und Savage (1984) haben dies bei der Cep OB3-Molekülwolke versucht. Ihre

22 Extinktionskurven aus IUE-Daten lassen sich, wenn sie auf gleiche Buckelstärke normiert sind, durch eine gemeinsame mittlere Kurve und einen veränderlichen linearen Anteil beschreiben. Dieses Verhalten entspricht einer ausschließlichen Variation von $U(x)$. Massa und Savage fanden keine Korrelation der FUV-Extinktion $k(150-V)$ mit der Radialgeschwindigkeit der CaII-Linien, der Stärke des diffusen interstellaren Bandes bei 443nm und Polarisationsdaten. Der einzige Zusammenhang ist eine Verminderung der FUV-Extinktion mit abnehmenden Winkelabstand vom Zentrum der Molekülwolke. Die Autoren vermuten deshalb, daß relativ große Staubkörner, die im fernen UV nur wenig wirksam sind, beim Verlassen der Wolke durch das umgebende, expandierende HI-Gas zerstört werden und/oder vielleicht vorhandene 'Eis'-Mäntel verlieren. Letztere Vermutung paßt gut zu dem Greenberg-Modell, da die Kerne der $V(x)$ -Teilchen Silikatkörner sein sollen. Die Zahl der gemäß (7.7) wirksamen Teilchen würde zunehmen und so die FUV-Extinktion nach (7.6) außerhalb der Cep OB3-Molekülwolke erhöhen.

Im Kohlensack befinden sich die Sternpaare (174, 228) und (283, 294) nahe den Extinktionsmaxima bei $(l,b)=(301,-2.5)$ und $(304.5, 0.0)$ (Abb. 2.1 und 5.11). Während das erste Paar keine Änderung der FUV-Extinktion mit $E(B-V)$ oder der Entfernung zum Maximum zeigt, findet man bei (283, 294) eine Zunahme mit geringer werdenden Abstand, also umgekehrt zur Cep OB3-Molekülwolke. Wenn die Interpretation von Massa und Savage (1984) richtig ist, würde dieses Verhalten eine Zerstörung der $V(x)$ -Partikel im Innern des Kohlensacks bedeuten, was wegen seines ruhigen Zustandes (Abschn. 7.4) unwahrscheinlich erscheint. Aber Beziehung (7.7) läßt noch eine andere Deutung zu. Die Extinktionseffektivität $F(a)$ wächst mit a^3 . Eine geringe Erhöhung des mittleren Radius um 25% würde die Extinktion nach (7.6) verdoppeln, sofern die Zahl der wirksamen Teilchen konstant bleibt.

Es ist also denkbar, daß das zumindest scheinbar widersprüchliche Verhalten der FUV-Extinktion in beiden Dunkelwolken auf zwei verschiedenen Prozessen beruht. Im ruhigen Kohlensack nimmt der mittlere Radius der $U(x)$ -Teilchen zu, während die heißen, jungen Sterne im Innern der Cep OB3-Molekülwolke dies verhindern. Außerhalb der Molekülwolke verstärkt

sich die FUV-Extinktion durch teilweise Zerstörung der $V(x)$ -Körner. Dieser Vorgang verringert aber die visuelle Extinktion, so daß sich b_i wegen der Division durch $E(B-V)_i$ in Gleichung (6.14) eigentlich erhöhen müßte. Massa und Savage (1984) konnten dies wegen der Normierung ihrer Kurven auf gleiche Buckelstärke aber nicht beobachten.

Zusammenfassend erscheint folgendes Bild plausibel:

Der interstellare Staub besteht aus drei unabhängigen Populationen, die sich in ihrer chemischen Struktur und ihrem physikalischen Aufbau unterscheiden. Die visuelle und eventuell infrarote Extinktion verursachen Kern-Mantel-Teilchen mit Radien $a \geq 0.1 \mu\text{m}$. Die Konstanz der $V(x)$ -Kurven spricht für nur eine wesentliche Komponente der visuellen Extinktion. Diese Staubpopulation dürfte bei einem sehr kleinen Imaginärteil $k(\lambda)$ eine Albedo von höchstens 0.7 haben. Zwei Sorten sehr kleiner Teilchen ($a \leq 0.01 \mu\text{m}$), vermutlich Graphit oder PAH und reine Silikate, rufen die Extinktion im Buckel und im fernen UV hervor. Die Extinktionseffektivität $G(\lambda)$ in (7.6) der beiden Komponenten wird durch $B(x)$ und $U(x)$ beschrieben. Möglicherweise steigt $B(x)$ im fernen UV ($x > 6 \mu\text{m}^{-1}$) erneut an und erfordert eine Modifikation des angenommenen Dispersionsprofils. Durch die geringen Teilchenradien haben Verschiebungen in der Größenverteilung keinen Einfluß auf die Form aber auf die Stärke der Extinktionskurven. Variationen des R-Werts können auf Veränderungen einer IR-Extinktionskomponente und/oder dem Wachstum der Teilchen der visuellen Extinktion beruhen. Nur der zweite Prozeß wirkt sich in einer Veränderung von $V(x)$ aus und sollte von einer Verschiebung der Wellenlänge der maximalen linearen Polarisierung begleitet sein. Der Vergleich der Koeffizienten b_i und u_i in verschiedenen Dunkelwolken mit anderen Parametern gibt Einblick in die dort wirkenden Modifikationsprozesse.

7.3 Masse und Dichte des Kohlensacks

7.3.1 Radioastronomische Daten

Für die Ableitung von Masse und Dichte der Dunkelwolke Kohlensack muß man die Eigenschaften des interstellaren Gases kennen, da der Massenanteil des Staubes in der Regel nur 1% beträgt. Die Radioastronomie ermöglicht bei Wellenlängen über 1mm, wo der Staub praktisch durchsichtig ist, nicht nur Messungen des Hyperfeinstrukturübergangs des neutralen Wasserstoffs (HI) bei 21cm, sondern auch vieler Rotations- und Schwingungsbanden von Molekülen. Diese Linien und Banden enthalten wichtige Angaben über die Zusammensetzung und den Zustand des interstellaren Gases.

Die meisten Radiomessungen im Kohlensack betrafen das Gebiet der höchsten Extinktion bei α Cru (ungefähr Region III von Tapia (1973)) (Abb. 7.1). Wegen der effektiven Abschirmung des UV-Anteils des interstellaren Strahlungsfeldes durch den Staub und der damit verhinderten Dissoziation kann man hier die größte Intensität häufiger Moleküle wie CO erwarten. Nur die 23 Meßpunkte der HI-Selbstabsorptions-Untersuchung von Bowers et al. (1980) waren über den gesamten Kohlensack verteilt. Dennoch erhielten Bowers et al. nur bei den Globulen 1 bis 3 (Tapia, 1973) ein Signal. Als mögliche Ursachen führen die Autoren an, daß durch die Lage in der galaktischen Ebene Variationen der Vorder- und Hintergrund-HI-Emission kleine Absorptionlinien überdecken können. Außerdem können Temperatur- und Dichteschwankungen im Sehstrahl eine Messung der Selbstabsorption verhindern. Durch die Entdeckung der Aufspaltung in zwei Dunkelwolken in dieser Arbeit gewinnt die letzte Vermutung an Gewicht.

Tabelle 7.3 enthält eine Zusammenstellung der wichtigsten Radiodaten der Globule 2 ((l,b)=(300.72,-0.96)). Die Angaben für die Radialgeschwindigkeit v_{LSR} bezogen auf die Sonnenumgebung ('local standard of rest') stimmen im Rahmen der Fehler überein. Bowers et al. (1980) und de Vries et al. (1984) fanden in der Region III von Tapia (1973) Gradienten von etwa 0.5 bis 1 km/s, was sich durch großräumige Bewegungen wie z.B. Rotation erklären ließe. Brooks et al. (1976) und Bowers et al.

Tabelle 7.3: Radiodaten der Globule 2

	ν/GHz	$v_{\text{LSR}}/\text{km/s}$	$\Delta v/\text{km/s}$	$T_{\text{kin}}/\text{K}^{\text{a)}$	N/cm^{-2}	Quelle ^{b)}
H	1.420	-5.9 ± 0.2	1.0	4 - 22	$3.7 \cdot 10^{18}$	BKH
OH	1.667	-6.1 ± 0.2	0.6	7.4	$1.05 \cdot 10^{15}$	BSM
H ₂ CO	4.830	-5.8 ± 0.3	0.7		$2 \cdot 10^{13}$	BSM
¹² CO	115.3	-5.4 ± 0.8	$2.9^{1.6\text{c)}$	6 - 16		HGSP
¹² CO	230.5	-6.0 ± 0.4	1.6	13		VBI, B

- a) mögliche Extremwerte, keine tatsächlichen Variationen
b) BKH: Bowers et al. (1980), BSM: Brooks et al. (1976)
HGSP: Huggins et al. (1977), VBI: de Vries et al. (1984)
B: Brand (1983)
c) ohne Instrumentenverbreiterung

beobachteten auch schwächere, sekundäre Linien zwischen -4.2 und -7.0 km/s, Hinweise auf zusätzliche Pekuliarbewegungen und eventuell auf die Aufspaltung des Kohlensacks in mehrere Dunkelwolken. Als Mittelwert, gewichtet mit den Kehrwerten der Einzelfehler, ergibt sich

$$v_{\text{LSR}} = (-5.92 \pm 0.20) \text{ km/s.} \quad (7.8)$$

Aufgrund der differentiellen Rotation der Milchstraße ist die beobachtete Radialgeschwindigkeit R_G eine Funktion der galaktischen Länge l und der (kinematischen) Entfernung r

$$r = \frac{R_G}{A \cdot 2 \cdot \sin l} \quad (r \text{ in kpc}),$$

mit der Oortschen Konstanten $A = 15 \text{ km/s/kpc}$ (IAU 1966). Mit dieser Beziehung folgt aus der Radialgeschwindigkeit (7.8) als kinematische Entfernung der Globule 2

$$r_{G2} = (232 \pm 8) \text{ pc} \quad \text{oder} \quad EM_{G2} = 6.82 \pm 0.07.$$

Dieser Wert stimmt gut mit der Entfernung der Dunkelwolke DW β (Tab. 5.7) überein. Dennoch ist das Ergebnis vermutlich zufällig, da interstellare Gaswolken eine Geschwindigkeitsstreuung

in der Größenordnung von einigen km/s haben.

Die Angaben über die Linienbreite und die Temperatur beziehen sich ausschließlich auf die Globule 2 und erlauben deshalb nur eingeschränkte Rückschlüsse auf den gesamten Kohlensäck. In ^{12}CO ist die Globule optisch dick, so daß man aus beiden Messungen auf die kinematische Temperatur des Gases schließen kann. Mit 10 bis 13K liegt sie an der unteren Grenze der Werte von Dunkelwolken. Daher ist es unwahrscheinlich, daß sich in der Globule 2 heiße Quellen, z.B. Protosterne, befinden. Die kleinen Halbwertsbreiten ($\Delta v \leq 1 \text{ km/s}$) weisen ebenfalls auf eine stabile, inaktive Globule mit allenfalls sehr geringen turbulenten Bewegungen hin. Ein Kollaps der Globule mit der Geschwindigkeit des freien Falls würde zu einer Linienbreite von mindestens 2 km/s führen (Bowers et al., 1980). Wegen der geringen Gastemperatur reicht der thermische Druck gemäß dem Jeans-Kriterium (1.1) als stabilisierende Gegenkraft nicht aus (Bowers et al., 1980). Es bleiben als mögliche Gegenkräfte nur Turbulenz und/oder magnetischer Druck. Nach Jones et al. (1984) würde eine stabilisierende turbulente Gegenkraft eine Geschwindigkeitsstreuung von $\sigma v = 0.4 \text{ km/s}$ erzeugen, was mit den Linienbreiten von OH und H_2CO noch verträglich wäre. Jones et al. fanden auch Anzeichen eines leicht komprimierten Magnetfeldes in Globule 2, so daß auch magnetischer Druck zur Verhinderung des Kollapses beitragen könnte.

Die Bestimmung der Gesamtmasse des Kohlensäcks erfordert die Kenntnis des Gas-zu-Staub-Verhältnisses. Die einzigen globalen Messungen (Bowers et al., 1980) sind ungeeignet, da wahrscheinlich ein großer, aber unbekannter Teil des HI in molekularer Form vorliegt. So bleibt zur Abschätzung des Gas-zu-Staub-Verhältnisses nur die Globule 2. Jones et al. (1980 und 1984) haben durch die Beobachtung von IR-Hintergrundquellen unter der Annahme einer sphärischen Geometrie den Radius der Globule zu 4 bis 5' mit einer Extinktion $A_V = 16^m \pm 1$ im Zentrum bestimmt. Außerhalb von 5' vom Globulenzentrum bleibt die Extinktion bis zur Meßgrenze 8' mit $A_V = 5^m$ konstant, so daß der Beitrag der Globule maximal 11^m beträgt. Diese Werte liegen weit über denen aller anderen Untersuchungen (Abschn. 7.1). In der Regel blieb das Globulengebiet wegen der hohen Extinktion ausgespart oder das Meßrastraster war wie bei Abb. 5.11 zu grob.

Dennoch darf der Bereich konstanter Extinktion nicht weit über $8'$ hinausreichen, da eine solch hohe Extinktion hätte auffallen müssen. Es ist aber auch möglich, daß die Mehrzahl der Sterne wegen ihres mittleren Spektraltyps M3 III (Jones et al., 1980) schon in oder hinter dem Sgr-Car-Arm liegen und dieser den Großteil des konstanten Beitrags von 5^m verursacht. Man sollte deshalb nur die Differenz von 11^m als sicher zur Globule 2 und damit als zum Kohlsack gehörig betrachten.

Jones et al. (1980) fanden bei dem Vergleich ihrer Gesamt-extinktion von 16^m mit den H_2CO - und OH-Beobachtungen von Brooks et al. (1976) ein 2 bis 3 mal kleineres Gas-zu-Staub-Verhältnis als normal. Die Korrelation von Säulendichten mit der Extinktion ist schwierig, da der Anteil der Moleküle weniger von der Extinktion über den gesamten Sehstrahl als von der Extinktion pro Längeneinheit abhängt, weil diese die Abschirmung der UV-Strahlung durch den Staub bestimmt. Darin kann ein Grund liegen, weshalb neuere Untersuchungen kleinere Verhält-

Tabelle 7.4: Gas-zu-Staub Verhältnisse^{a)}

$N(H_2CO)/A_V$	$N(OH)/A_V$	Autor(en)
$5 \cdot 10^{12}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	Jones et al. (1980)
	$0.8 \cdot 10^{14b)}$	Crutcher (1979)
$1.6 \cdot 10^{12}$		Cohen et al. (1983)
$2.9 \cdot 10^{12c)}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	Toriseva und Mattila (1985)

a) Angaben in Teilchen $\cdot cm^{-2} \cdot mag^{-1}$

b) $0.4 \leq A_V \leq 7^m$

c) $A_V \geq 0.3$

nisse der Säulendichten von OH und H_2CO zur Extinktion gefunden haben (Tab. 7.4). Für die Existenz von H_2CO ist nach Toriseva und Mattila (1985) eine Mindestextinktion von $A_V \approx 0.3$ notwendig, ein Indiz für die nötige Abschirmung.

Aus Tab. 7.4 folgen als typische Werte

$$\begin{aligned} N(\text{H}_2\text{CO})/A_V &= 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \\ N(\text{OH})/A_V &= 10^{14} \text{ cm}^{-2}. \end{aligned}$$

Mit den Säulendichten der Tabelle 7.3 entspricht dies Extinktionen

$$A_V = 10^m \text{ (H}_2\text{CO)} \quad \text{und} \quad A_V = 10^{m/5} \text{ (OH)}. \quad (7.9)$$

Diese Werte stimmen aber genau mit dem Globulenbeitrag 11^m nach Jones et al. (1980) überein. Der Extinktionsuntergrund von 5^m stammt dann vom Sgr-Car-Arm. Dagegen wäre eine eventuell dadurch verursachte Molekülstrahlung wegen der galaktischen Rotation frequenzverschoben und würde zur beobachteten Linienintensität nicht beitragen. Hinzu kommt, daß zumindest die OH-Messungen wegen ihrer großen Antennenkeule von $12'$ über den Globulenrand hinausreichten und damit eine niedrigere Anregungstemperatur und Säulendichte vortäuschen (Bowers et al., 1980). Man kann also für die Globule 2 und damit wahrscheinlich für den gesamten Kohlensack das normale Gas-zu-Staub-Verhältnis 100:1 annehmen.

7.3.2 Staub- und Gesamtmasse

Die Extinktionsverteilung des Kohlensacks (Abb. 5.11) erlaubt die Bestimmung seiner Staubmasse M_S und seiner Gasmasse M . Die beobachtete visuelle Extinktion oder die optische Dichte τ_v

$$A_V = 2.5 \cdot (\lg e) \tau_v = 1.086 \cdot Q_V \cdot \pi a^2 \int_{l_1}^{l_2} n_S(l) \cdot dl \quad (7.10)$$

ist eine Funktion des Teilchenquerschnitts πa^2 , der Extinktionseffektivität Q_V und des Integrals über die Anzahldichte $n_S(l)$ des Staubes im Entfernungintervall von l_1 nach l_2 , d.h. der Säulendichte. Der Ansatz (7.10) geht von einer sphärischen Form und einer festen Größe der Staubteilchen aus, beides Annahmen, die sicherlich nicht zutreffen. Dennoch bleibt (7.10) gültig, da man a als mittleren oder effektiven Radius betrachten kann und sich alle Formvariationen durch Veränderung von Q_V kompensieren lassen.

Die Staubmasse pro Flächeneinheit in dem Zylinder mit der Extinktion A_V beträgt bei einer Dichte ρ eines durchschnittli-

chen Teilchens

$$M_{Zy} = \frac{4\pi}{3} a^3 \rho \cdot N_S \quad (7.11)$$

Die Säulendichte N_S läßt sich durch Einsetzen von (7.10) in (7.11) beseitigen

$$M_{Zy} = 1.23 \cdot a \rho / Q_V \cdot A_V \quad (7.12)$$

Multipliziert man (7.12) mit der Fläche $d^2\sigma$ eines Bildelementes i in Dunkelwolkenentfernung d , mit Raumwinkel σ und der Extinktion $A_{V,i}$ folgt als Staubmasse

$$M_i = 1.23 \cdot d^2\sigma \cdot a \rho / Q_V \cdot \sum_i A_{V,i} \quad (7.13)$$

Gibt man aus praktischen Gründen in (7.13) σ in $^\circ$, d in parsec ($1\text{pc}=3.086 \cdot 10^{16}\text{m}$) und die Staubmasse in Einheiten der Sonnenmasse ($1M_\odot=2 \cdot 10^{30}\text{kg}$) an und summiert über alle Bildelemente, dann ergibt sich als Staubmasse

$$M_S = 0.18 \cdot d^2\sigma \cdot a \rho / Q_V \cdot \sum_i A_{V,i} \quad (7.14)$$

Wegen der ungenauen Kenntnis der Entfernung d , der Materialkonstante $a\rho/Q_V$ und der Gesamttextinktion $\sum A_{V,i}$ bereitet die Auswertung von Gleichung (7.14) für den Kohlensack Probleme. Nach Abschnitt 5.1.3 besteht er aus mindestens 2 Dunkelwolken in 188 und 243pc Entfernung. Da die Distanz quadratisch in 7.14 eingeht, führen die beiden Grenzwerte zu Massenunterschieden von 70%.

In der Materialkonstanten $a\rho/Q_V$ sind nicht nur a und Q_V unsicher (siehe oben), sondern wegen der unbekannten Zusammensetzung auch die Dichte ρ der Staubkörner. Aufgrund der Steigung der Extinktionskurve im visuellen Spektralbereich wird als typischer Radius $a=1.5 \cdot 10^{-7}\text{m}$ und eine Extinktionseffektivität Q_V um 1 bei 550nm angenommen. Lange wurde eine Mischung aus gefrorenem H_2O mit Beimengungen ('schmutziges Eis') favorisiert, was bei einer Dichte 1.2g/cm^3 zu $a\rho/Q_V=1.9 \cdot 10^{-4}\text{kg/m}^2$ führt (Seidensticker, 1979). Durch den Erfolg der neueren Modelle (Abschn. 7.2.3) werden Silikate ($\rho \approx 3\text{g/cm}^3$) als Hauptträger der visuellen Extinktion immer wahrscheinlicher.

Die letzte Unsicherheit verursacht die Gesamttextinktion $\sum A_{V,i}$ des Kohlensacks. Betrachtet man den Kohlensack als ein zusammenhängendes Gebiet, dann sollte man eine Kontur wählen, die ihn vollständig umschließt. Dies geschieht zuletzt durch die Kontur $A_V=0.2$ (Abb. 5.11), was einer Gesamttextinktion

$\sum A_{V,i} = 211^m0$ aus 263 Bildpunkten entspricht. Andererseits könnte man, um eine kompaktere Form zu erhalten, auch den nächsthöheren Wert 0^m4 wählen. Nach Abschnitt 5.2.2 sind alle Daten mit $A_V(\text{FPM}) \geq 1^m0$ auch nach Nullpunktskorrektur zu niedrig. Man kann diesen Fehler nicht ignorieren, da die 92 Bildpunkte (8.28°) bei der 0^m2 -Kontur schon etwa 35% der Gesamtfläche ausmachen.

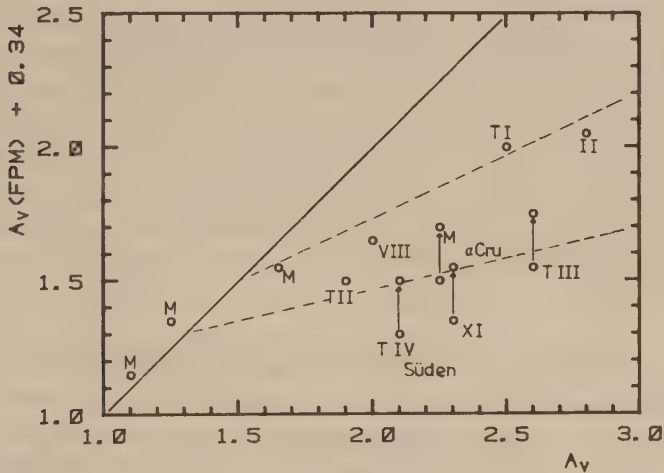


Abb. 7.6: Extinktionsdaten $A_V(\text{FPM})$ der Flächenphotometrie verglichen mit den korrigierten Werten von Mattila (M) und Tapia (T) (Tab. 7.1) und einiger homogener Felder (Tab. 5.6). Die gestrichelten Geraden zeigen den angenommenen Verlauf der 2 Gruppen (siehe Text).

Abb. 7.6 zeigt das Verhalten der Daten ($A_V(\text{FPM})$) aus Abb. 5.11 bei hohen Extinktionen. Auf die Werte von Rodgers, die meistens nur Gebiete geringerer Extinktion umfassen, wurde verzichtet. Die Differenzen zur korrekten 1:1-Beziehung (Diagonale in Abb. 7.6) zerfallen in zwei Gruppen. Dabei haben die $A_V(\text{FPM})$ -Werte bei αCru und im Süden des Kohlsacks ($b_{\perp} - 2^\circ$) die stärksten systematischen Fehler. Wegen der geringen Größe der Felder von Tapia und Mattila wirken sich hier die Einflüsse durch Lage und Größe der Bildpunkte der Flächenphotometrie

besonders stark aus. Um eine Überkorrektur zu vermeiden, wurden die Werte bei α Cru ignoriert und die im Süden um $0^m.2$ in $A_V(\text{FPM})$ erhöht. Die restlichen Abweichungen lassen sich dann ausreichend gut durch zwei Geraden beschreiben (Abb. 7.6). Mit den Geraden folgt aus $A_V(\text{FPM})$ als tatsächliche Extinktion A_V

$$A_V = b \cdot (A_V(\text{FPM}) - A_{V0}(\text{FPM})) + N.$$

Hierbei sind $A_{V0}(\text{FPM})$ die y -Werte der Schnittpunkte der Geraden mit der Diagonalen ohne Nullpunktskorrektur $N=0^m.34$ ($1^m.0$ und $1^m.2$) und b die Steigung (3.0 und 1.0). Mit diesem Ansatz wurden alle Daten größer $1^m.0$ ($b \leq -2^0$) und größer $1^m.2$ ($b > -2^0$, einschließlich der Bildpunkte bei α Cru) berichtigt. Eine neue Extinktionskarte ist unnötig, da die Korrektur für das einzelne Bildelement recht unsicher ist und sich die relative Extinktionsverteilung nicht wesentlich ändert. Tab. 7.6 (Spalte 3) enthält die neuen Gesamtextinktionen innerhalb verschiedener Konturen.

Tabelle 7.5: Parameter für Massenbestimmung

	d/pc	$\frac{a_0}{Q_V}/(\text{kg/m}^2)$	$[A_{V,i}^a]$	Grenzkontur
Extremwerte	188	$1.9 \cdot 10^{-4}$	265.1	$0^m.4$
	243	$4.5 \cdot 10^{-4}$	318.9 ^{b)}	$0^m.2$
angenom. Wert	210 ± 20	$(3 \pm 1) \cdot 10^{-4}$	290 ± 30	

a) korrigiert um Nullpunktsfehler $0^m.34$

b) zusätzliche Korrektur der hohen Extinktionswerte (siehe Text)

Tab. 7.5 faßt die diskutierten Extremwerte der Größen von Gleichung (7.14) zusammen. Mit den angenommen Endwerten und den vermuteten maximalen systematischen Fehlern ergibt sich für die in Staub gebundene Masse des Kohlensacks

$$M_S = (62 \pm 25) M_\odot. \quad (7.15)$$

Diese Zahl ist deutlich größer als frühere Abschätzungen (Rod-

gers, 1960, Lynds, 1968, und Ohtani, 1984), die zwischen 14 und $20M_{\odot}$ liegen. Ursachen dafür sind zu annähernd gleichen Teilen die Vergrößerungen der Entfernung, der Gesamtextinktion und der Materialkonstante, während der Fehler von (7.15) hauptsächlich durch die Unsicherheit in ap/Q_V bestimmt wird. Alle drei Arbeiten verwendeten Rodgers Entfernung 174pc. Ohtani bezeichnet sein Ergebnis $20M_{\odot}$ als minimale Staubmasse. Im Gegensatz zu den beiden anderen Arbeiten konnte er durch automatische Sternzählungen die Extinktion im gesamten nördlichen Teil ermitteln. Beachtet man weiterhin, daß er die Randgebiete und den südlichen Teil ($b \leq -2^{\circ}$) nicht erfaßte, dann steigt seine Masse noch um 5 bis $10M_{\odot}$ an. Nach Änderung der Entfernung und eventuell der Materialkonstanten ist der Unterschied zu (7.15) nur noch gering. Die Aufspaltung in zwei Teilwolken hat keinen wesentlichen Einfluß auf die Staubmasse. Nimmt man an, daß sich die Gesamtextinktion etwa gleich auf beide Wolken verteilt, und berechnet die Teilmassen für die jeweiligen Entfernungen, dann erhöht sich M_S nur um $4M_{\odot}$.

Die Gasmasse, die ja fast gleich der Gesamtmasse ist, läßt sich unabhängig von Annahmen über die Materialkonstante der Staubteilchen bestimmen. Analog zu Gleichung (7.11) beträgt die Gasmasse in einem Zylinder mit Einheitsfläche als Querschnitt

$$M_{Zy} = \bar{m}_H \cdot N(H). \quad (7.16)$$

Dabei ist $N(H) = N(HI) + 2N(H_2)$ die Säulendichte aller Wasserstoffatome (HI) und -moleküle (H_2) und $\bar{m}_H$ die mittlere Gaspartikelchenmasse pro Wasserstoffatom. Das interstellare Gas besteht den Massenanteilen nach zu 73% aus Wasserstoff und zu 25% aus Helium (Allen, 1973), so daß man $\bar{m}_H = 1.37 \cdot m_p$ (Protonenmasse $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$) erhält.

$N(H)$ ist mit dem Staub und der Extinktion korreliert und kann deshalb in

$$\begin{aligned} N(H) &= \frac{N(H)}{E(B-V)} \cdot \frac{E(B-V)}{A_V} A_V \\ &= \frac{N(H)}{E(B-V)} \cdot \frac{A_V}{R} \end{aligned} \quad (7.17)$$

umgeformt werden. Da in der Globule 2 ein normales Staub-zu-Gas-Verhältnis vorhanden ist, kann man den von Bohlin et al.

(1978) bestimmten Wert

$$\frac{N(H)}{E(B-V)} = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (7.18)$$

benutzen. Setzt man (7.17) in Gleichung (7.16) ein, multipliziert mit der Fläche eines Bildelementes und summiert über alle zum Kohlensack gehörenden Bildelemente, folgt als Gesamtmasse

$$M = \frac{N(H)}{E(B-V)} \cdot \overline{m}_H / R \cdot d^2 \sigma \cdot \sum_i A_{V,i} \quad (7.19)$$

Führt man wie bei der Staubmassenberechnung praktische Parameter ein: d in pc, σ in $^\circ$, $\overline{m}_H$ in Vielfachen der Protonenmasse und $N(H)/E(B-V)$ in Einheiten von 10^{21} Atomen $\text{cm}^{-2} \text{mag}^{-1}$, ändert sich (7.19) in

$$M = 2.43 \cdot 10^{-3} N(H)/E(B-V) \cdot \overline{m}_H / R \cdot d^2 \sigma \cdot \sum_i A_{V,i} \quad (7.20)$$

Mit den entsprechenden Werten aus Tab. 7.5, Angabe (7.18) und $R=3.2$ ergibt sich aus (7.20) als Gas- bzw. Gesamtmasse des Kohlensacks

$$M = (6900 \pm 1500) M_\odot \quad (7.21)$$

Das Verhältnis zur Staubmasse (7.15) liegt mit 111 ± 51 wie erwartet nahe beim üblichen Wert.

7.3.3 Mittlere Dichte und Dichteverteilung

Die Bestimmung der mittleren Dichte des Kohlensacks ist wegen der Überlagerung der zwei Teilwolken problematisch. Da von DW α und DW β die Entfernungen relativ genau ihre Dicken aber nur annähernd bekannt sind, ist die wahrscheinlichste Annahme eine Gleichverteilung der Massen und Volumina und damit der Dichten. Die Fläche innerhalb der O^m3 -Kontur von $A_V(\text{FPM})$ beträgt 21.06° , was bei einer sphärischen Wolke einem Radius von 2.59° ($=9.5 \text{ pc}$ in 210 pc) entspricht. Mit der Gesamtmasse $6900 M_\odot$ folgt eine mittlere Dichte

$$\bar{\rho} = (1.92 \pm 0.69) M_\odot / \text{pc}^3 = (1.30 \pm 0.47) \cdot 10^{-19} \text{ kg/m}^3$$

oder

$$n_H = (78 \pm 28) \text{ H-Atome/cm}^3 \quad (7.22)$$

Dieses Resultat stimmt gut mit den Dichten überein, die für Randgebiete großer Dunkelwolken typisch sind.

Masse und mittlere Dichte sagen wenig über die innere Struktur einer Dunkelwolke aus und werden außerdem durch Entfernungsfehler stark beeinflusst. Relative Größen, wie die Masse in Einheiten der Gesamtmasse, vermeiden das Entfernungsproblem. Außerdem ermöglichen sie die Bestimmung der Dichteverteilung, welche Rückschlüsse auf den dynamischen Zustand einer Dunkelwolke erlaubt. Cernicharo et al. (1985) haben dieses Verfahren bei einer Untersuchung der Perseus- und Taurus-Dunkelwolkenkomplexe entwickelt.

Die Fläche innerhalb einer Kontur sei S . Setzt man sie in Bezug zur Gesamtfläche S_T , ist die relative Fläche $s=S/S_T$ unabhängig von der Entfernung. Durch die Definition $S=\pi R^2$ können wir jeder Fläche einen formalen Radius R zuordnen, so daß sich als relativer Radius $\epsilon=R/R_T=(S/S_T)^{1/2}$ ergibt. Da die Zahl der Bildpunkte $N(R)$ innerhalb einer Kontur ein Maß für die umschlossene Fläche ist, folgt

$$\epsilon = R/R_T = (N(R)/N_T)^{1/2}.$$

Das gleiche Verfahren führt zu einer normierten Masse

$$m(\epsilon) = M(R)/M_T = \sum_{N(R)} A_{V,i} / \sum_{N_T} A_{V,i} \quad (7.23)$$

Der zweite Teil von (7.23) folgt sofort nach Einsetzen der Beziehung (7.20). Tab. 7.6 führt die so bestimmten Werte für verschiedene Konturen auf, wobei die höheren Extinktionsdaten wie im vorherigen Abschnitt beschrieben korrigiert wurden.

Um nun diese Angaben in eine Dichteverteilung umsetzen zu können, haben Cernicharo et al. (1985) sphärische Dunkelwolken mit einem Dichteverlauf

$$n(r, \alpha) = c \cdot r^{-\alpha} \quad (7.24)$$

betrachtet. Dabei ist r der radiale Abstand vom Wolkenzentrum, α ein positiver Parameter mit $0 < \alpha < 3$ und c eine Konstante. Obwohl die Dichte im Zentrum divergiert, bleibt die Gesamtmasse für $\alpha < 3$ endlich. Für die äußeren Regionen einer Dunkelwolke ist der Ansatz (7.24) völlig ausreichend. Die Annahme einer Kugel als Form von Dunkelwolken erscheint willkürlich, aber Cernicharo et al. haben gezeigt, daß z.B. Zylinder (dicke Scheiben) nicht in der Lage sind, die beobachteten Beziehungen $M=M(\epsilon)$ wiederzugeben. Betrachtet man Extinktionskarten, dann ist es nicht unplausibel, daß Dunkelwolken in erster Näherung

Tabelle 7.6: Daten für Dichteverteilung

A_V - a) Kontur	N	$\int A_V$ b)	$-\lg(M/M_T)$	$-\lg(R/R_T)$
0.2	263	318.88	0.00	0.00
0.4	205	282.41	0.05	0.05
0.6	173	256.02	0.10	0.09
0.8	129	210.37	0.18	0.15
1.0	92	164.66	0.29	0.23
1.2	49	99.04	0.51	0.36
1.4	36	77.70	0.61	0.43
1.6	28	63.02	0.70	0.49
1.8	15	36.88	0.94	0.62
2.0	8	21.46	1.17	0.76
2.2	5	14.10	1.35	0.86

a) Für $A_V \leq 1^m$ Grenzen aus Abb. 5.11

b) korrigiert für Nullpunkt und Fehler bei hohen Extinktionen

ein Konglomerat kugelförmiger Teilwolken unterschiedlicher Größe sind.

Als Mittelwert erhielten Cernicharo et al. $\alpha = 1.3 \pm 0.2$, während Abb. 7.7 für den Kohlensack $\alpha \approx 0.8$ ergibt. Aber selbst dieser Exponent ist vermutlich noch zu groß, da der Kohlensack aus sich überlappenden Dunkelwolken besteht. Die exakte Berechnung der Auswirkung einer Überlagerung ist nicht möglich, weil der Effekt von der genauen Kenntnis der Geometrie und des Größenverhältnisses der Teilwolken abhängt. In dem einfachen, aber nicht uninteressanten Spezialfall, daß sich eine kleinere Wolke (Radius R_{T2}) hinter einer großen (Radius R_{T1}) befindet und beide Wolkenzentren auf einem Sehstrahl liegen, wird der Exponent α , sofern $0 < R_{T2} < R_{T1}$ ist, scheinbar größer. Diese Situation trifft etwa auf den Kohlensack zu, so daß das tatsächliche α vermutlich kleiner als 0.8 ist.

Basierend auf CO-Messungen entwickelten Bachiller und Cernicharo (1984) ein Modell, bei dem eine Dunkelwolke aus drei

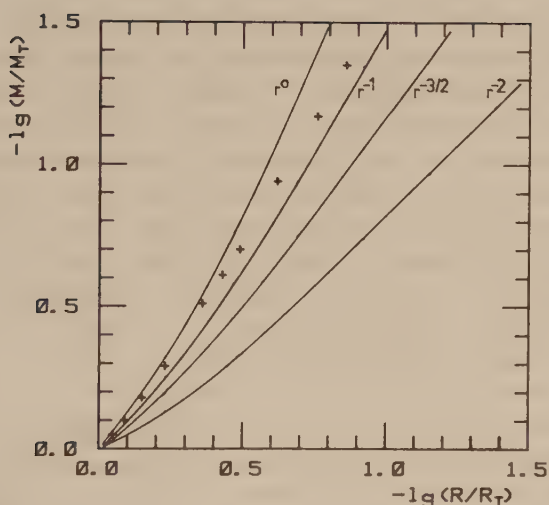


Abb. 7.7: Dichteverlauf (Kreuze) im Kohlsack (=relative Masse gegen den relativen Radius) und Modellrechnungen von Cernicharo et al. (1985) für verschiedene Exponenten α in (7.24).

Teilen: Einem Kern ($A_V > 10^m$), einer Hülle ($2^m \leq A_V \leq 5^m$) und einem dünnen Halo ($A_V < 2^m$) aufgebaut ist. Cernicharo et al. (1985) konnten in ihrer Arbeit wegen der hohen Extinktion nicht das Kerngebiet und mangels Zeit nicht die Haloregion untersuchen. Dagegen zeigt Abb. 5.11 selbst nach Korrektur im wesentlichen den Halo. Es ist also möglich, daß die α -Werte den Zustand der Teilgebiete einer Dunkelwolke widerspiegeln. Zu einem ähnlichen Resultat kamen auch Falgarone und Puget (1985), die theoretisch die Dichtestruktur einer thermisch gestützten, selbstgravitierenden Wolke berechneten und dabei feststellten, daß in den äußeren Gebieten die Dichte schwächer als mit r^{-1} variiert. Viele Indizien (siehe Abschn. 7.3.1 und 7.4) weisen den Kohlsack als ruhige, stabile Dunkelwolke aus, so daß wahrscheinlich Gegenkräfte (thermischer Druck, Turbulenz oder Magnetfelder) ihn daran hindern, weiter zu kontrahieren und dabei steilere Dichtegradienten auszubilden.

7.4 Der Kohlensack als Dunkelwolke

Eine wesentliche Motivation für die Untersuchung von Dunkelwolken ist ihre Bedeutung bei der Entstehung neuer Sterne (Kap. 1). Der vorherige Abschnitt zeigte, daß der Kohlensack trotz seiner für Dunkelwolken typischen Lage an der Innenkante eines Spiralarms eine relativ ungewöhnliche Dichteverteilung hat. Ein Vergleich mit anderen nahen Dunkelwolken kann daher nützlich sein, um weitere Unterschiede oder Übereinstimmungen und vielleicht die Ursachen dafür zu finden. Zuerst ist aber zu klären, ob es im Kohlensack überhaupt junge Sterne gibt.

7.4.1 Hinweise auf Sternentstehung ?

Das eindrucksvolle Hervortreten des Kohlensacks ist ein Kontrastphänomen (Kap. 1), da es mehr durch die Lage auf dem galaktischen Äquator als durch eine hohe durchschnittliche Extinktion hervorgerufen wird. Wegen der geringen Extinktion ist eine Suche nach jungen Sternen, die mit Dunkelwolken verbunden sind, im optischen Spektralbereich effektiv. Der Kohlensack war deshalb seit langem Ziel verschiedener Durchmusterungen. Andererseits besteht durch seine galaktische Breite $b=0^\circ$ aber die Gefahr, daß Hintergrundsterne mit ihm in Verbindung gebracht werden.

Als junge Sterne kommen zum einen massereiche OB-Sterne in Betracht, die sich oft in lockeren Sterngruppen, sogenannten O-Assoziationen, bilden und eine Lebensdauer von 10 bis 20 Millionen Jahren haben. OB-Sterne hätten wegen ihrer großen Leuchtkraft in dieser Entfernung eine scheinbare Helligkeit um 0^m . Ein Blick zum Himmel zeigt, daß keine solche Gruppe von Sternen vorhanden ist. Eine Ausnahme bildet nur das Dreifachsystem α Cru (300.1, -0.4), das vielleicht zur Sco-Cen-Assoziation gehört (Hoffleit, 1982). Sowohl photometrische als auch dynamische Parallaxe ergeben Entfernungen um 150 pc. Tatsächlich befinden sich mehrere Globulen in nur etwa 1° Abstand, was eventuell einen Zusammenhang andeutet.

Die zweite mögliche Gruppe junger Sterne besteht aus masseärmeren Sternen von etwa einer Sonnenmasse. Diese zeichnen sich durch ein Emissionslinienspektrum, wie T-Tau-Sterne,

und/oder Variabilität, wie die kühleren Flare- (UV-Ceti-) Sterne, aus. Beide sind sehr häufig mit Dunkelwolken verbunden und besonders die T Tau-Sterne bilden ebenfalls Assoziationen, z.B. in der benachbarten Cha T1-DW (Abschn. 7.4.2).

In einer Serie von Arbeiten überprüfte Weaver (1973, 1974a und 1974b) alle bekannten H α -Emissions-Sterne und alle vermuteten Schnellveränderlichen. In der Mehrzahl erwiesen sie sich als normale, verfärbte B- und F-Hauptreihensterne oder als entwickelte Be-Sterne hinter dem Kohlensack. Dieses Ergebnis wird durch Mac Connell und Dixon (1974) gestützt. Zwar entdeckten diese Autoren 3 neue Flare-Sterne im Kohlensackgebiet, aber bei Berücksichtigung der Raumwinkelgröße und der Beobachtungsdauer ist dies keine statistisch signifikante Häufung.

Als letzte Möglichkeit bleiben Protosterne, die durch die hohe Extinktion in Globulen einer optischen Beobachtung entzogen sind. Solche Gebiete können nur mittels Infrarot- oder Radio-Messungen untersucht werden. Tatsächlich führten Durchmusterungen von Dunkelwolken oft zur Entdeckung einer beträchtlichen Anzahl von IR-Quellen (Cha-T1-DW: Hyland et al., 1982, Tau-DW: Elias, 1978). In zwei Arbeiten haben Jones et al. (1980 und 1984) umfassende Raster-Abtastungen (scans) der Globule 2 (Abschn. 7.3.1) im K-Band (2.2 μ m) durchgeführt und die gefundenen Quellen durch Photometrie und Spektroskopie klassifiziert. Sie fanden kein Indiz für Protosterne oder gar einen jungen Sternhaufen in der Globule. Alle Objekte ließen sich als gerötete Feldsterne mit Spektralklassen später als G0 deuten. Dieses negative Resultat wird unabhängig durch CO-Messungen (de Vries et al., 1984) bekräftigt, die keine 'hot spots', also interne, heiße Quellen, anzeigten.

Zusammenfassend fanden alle Untersuchungen vom visuellen Bereich bis in den Radiobereich keine Spuren aktiver Sternentstehung. Dieses Faktum zeigt klar eine Sonderstellung des Kohlensacks verglichen mit anderen nahen Dunkelwolken an.

7.4.2 Der Kohlensack und andere Dunkelwolken

Von den vielen in der Sonnenumgebung untersuchten Dunkelwolken sind die in Tab. 7.7 aufgeführten besonders geeignet, da sie in verschiedenen Entwicklungsstadien sind und/oder wie

Tabelle 7.7: Dunkelwolkenvergleich

	Kohlen- sack	Cha T1-DW	ρ Oph-DW	Tau-DW
Zentrum l°, b°	303, -0.5	297, -16	354, +16	175, -15
Größe $\Delta l^\circ \times \Delta b^\circ$	4 x 4 3 x 5	2 x 2	4.5 x 3	6 x 4
r/pc	190 ± 5 240 ± 15	200 ± 30	170 ± 25	140 ± 20
Masse/ $10^3 M_\odot$	6.9 ± 1.5	1.0 ± 0.1	2.0:	4.5 ± 1.5
R= $A_V/E(B-V)$	3.2 ± 0.1	3.1 ± 0.1 auch 4?	3.3 ± 0.3 bis 4.2 ± 0.2	3.2 ± 0.1
junge Objekte		T-Tau H_α -Em IR-Quellen	T-Tau H_α -Em IR-Quellen B-Sterne	T-Tau HH-Obj
ESF/%	0	12	14	3:
Bemer- kungen	2 DW hin- terein- ander		=Barnard 42 in Sco OB2- Assoziation	besteht aus L1534, L1536 L1529, L1506 L1495

Abkürzungen: T-Tau=T-Tau-Sterne, H_α -Em= H_α -Emissionssterne,
HH-Obj=Herbig-Haro-Objekte, ESF=efficiency of
star formation

Quellen zur Tabelle:

Kohlensack: diese Arbeit

Cha T1-DW : Toriseva und Mattila (1985), Hyland et al. (1982)
Vrba und Rydgren (1984)

ρ Oph-DW : Encrenaz et al. (1975), Vrba (1977), Whittet (1974),
Chini (1981)

Tau-DW : Elias (1978), Cernicharo et al. (1985)

die Cha-T1-DW besonders nahe liegen. Aufgrund dieser Nähe kann man bei der Cha-T1-DW etwa gleiche chemische Zusammensetzung von Gas und Staub erwarten. Ein Auswahlkriterium war eine ähnliche Gesamtmasse. Das extremste Massenverhältnis 7:1 findet man zwischen Kohlensack und der Cha-T1-DW. Berücksichtigt man aber, daß der Kohlensack und auch die Tau-DW aus Teilwolken bestehen (Zeile 9), dann ist der Unterschied in den Einzelmassen nicht mehr so beträchtlich. Wegen dieser Aufspaltung und

den oft diffusen Rändern einer Dunkelwolke wurde die Grenzfestlegung der der Autoren übernommen, die an erster Stelle bei den Quellenangaben in Tab. 7.7 stehen.

Die Zusammensetzung aus Einzelwolken macht sich auch in den Fehlern der Entfernungsangaben (Zeile 4) bemerkbar, da selten alle Teilwolken den gleichen Abstand zur Sonne haben. Der Hauptgrund für die großen Streuungen bei einigen Distanzen liegt aber in der Unsicherheit im R-Wert (Zeile 6). Damit hängt zusammen, ob die jeweiligen Sterne einen IR-Exzess durch die zusätzliche Emission einer Hülle und/oder durch einen roten stellaren Begleiter haben. Unterschiedliche Annahmen für die R-Werte (besonders bei der Cha T1-DW) führen bei fester Verfärbung $E(B-V)$ zu verschiedenen A_V -Werten und Entfernungsmoduln (Gleichung 5.1).

Die R-Werte aller Dunkelwolken außer dem der ρ Oph-DW weichen nicht wesentlich von dem Standardwert $R=3.2$ ab. Die vereinzelt behaupteten größeren Werte in der Cha T1-DW (z.B. Vrba und Rydgren, 1984) erscheinen in Anbetracht ihrer Standardabweichungen und der vorher beschriebenen Fehlerquellen zweifelhaft. Sicher ist dagegen, daß in der ρ Oph-Dunkelwolke R mit der Extinktion anwächst (Whittet, 1974, und Wu et al., 1980). Eine Zunahme von R wird in der Regel durch ein Wachstum der Staubkörner, die zur visuellen Extinktion beitragen, erklärt (Abschn. 7.2.1). Der Stern HD147889 liegt in der ρ Oph-DW und zeigt eine deutliche Abnahme von u_1 (Tab. 7.8). Im Sinne des Staubmodells von Greenberg (Abschn. 7.2.3) wäre es denkbar, daß durch Akkretion die Mäntel der $V(x)$ -Teilchen wachsen. Gleichzeitig bekommen die $U(x)$ -Silikatkörner einen Mantel und tragen daher nicht mehr zur $U(x)$ -Extinktion bei. Das Anwachsen von R mit $E(B-V)$ beruht dann auf der verstärkten Akkretion mit höherer Dichte.

Zeile 7 von Tab. 7.7 nennt die am häufigsten beobachteten jungen Objekte für jede Dunkelwolke. Mit dem Fehlen jeglicher Proto- und Vorhaupttreihensterne weicht der Kohlsack deutlich von den drei übrigen Dunkelwolken ab. Aber auch diese unterscheiden sich voneinander. Elias (1978) hat die Tau-DW mit der ρ Oph-DW verglichen und dabei festgestellt, daß B- und A-Sterne in der ρ Oph-DW wesentlich häufiger vorkommen, während Herbig-Haro-Objekte nur in der Tau-DW vorhanden sind. In der

ρ Oph-DW ist das Sternentstehungsgebiet eng begrenzt. Dagegen findet man die jungen Sterne in der Tau-DW weit verstreut und die Dunkelwolke in viele Teilwolken fragmentiert. In Anlehnung an Vrba (1977) kommt Elias zu dem Schluß, daß die vorherrschenden Stern-Entstehungsmechanismen in beiden Wolken unterschiedlich sind. Bei der ρ Oph-DW hat ein äußerer Schock, vielleicht hervorgerufen durch eine Supernova, den Staub vor etwa 10^6 Jahren stark komprimiert und dadurch in einem begrenzten Gebiet heftige Sternentstehung angeregt. Im Gegensatz dazu spricht das Fehlen massereicher Sterne und die weiträumige Verteilung der jungen Sterne in der Tau-DW für spontane Sternentstehung. Die Cha T1-DW ähnelt der Tau-DW, wenn auch die Art der beobachteten jungen Objekte und ihre Konzentration leicht differieren. Ursachen für dieses Verhalten könnte ein größeres Alter der Cha T1-DW als der Tau-DW oder aber ein weiterer Auslösemechanismus für Sternentstehung sein, wie es Hyland (1980) vermutete.

Die Kenntnis der Zahl der jungen Sterne erlaubt mit Annahmen für ihre Masse (in der Regel $1M_{\odot}$) die Abschätzung der Effizienz der Sternentstehung (ESF = 'efficiency of star formation'), die Vrba (1977) als

$$ESF = \frac{M_{\text{Sterne}}}{M_{\text{Wolke}}} = \frac{M_{\text{Sterne}}}{M_{\text{Gas}} + M_{\text{Sterne}}} \quad (7.25)$$

definiert hat. Die Angaben (Zeile 8 in Tab. 7.7) sind unsicher und eher zu niedrig, da Sterne mit geringer Masse und Leuchtkraft bei Durchmusterungen leicht übersehen werden. Dennoch erscheint der deutliche Unterschied zwischen der Cha T1-DW und der Tau-DW signifikant. Es kann daher sein, daß sich in Zukunft die Sternentstehung in der Tau-DW verstärken wird.

Tab. 7.7 macht deutlich, daß die fehlende Sternentstehung den Kohlensack von vielen Dunkelwolken unterscheidet, aber sie liefert keine Erklärung für dieses Verhalten. Wegen der Bedeutung des Staubes für die UV-Abschirmung und Kühlung des Gases kann ein Vergleich der Extinktionskurven möglicherweise helfen. Als geeigneter Maßstab bieten sich die Komponentenkoeffizienten b_1 und u_1 von Sternen in der näheren Umgebung der Dunkelwolken an (Tab. 7.8).

Tabelle 7.8: Extinktionskomponenten in Dunkelwolken

DW/HD-Nr	E(B-V)	b_i/b_{STD}	u_i/u_{STD}	Quelle ^{a)}	andere Bez.
Kohlensack:					
110432	0.51	0.92	1.02	C	KS 163
110715	0.45	0.93	0.97	S	KS 174
112607	0.29	0.96	1.18	S	KS 283
112954	0.55	0.74	1.43	S	KS 294
Trend:		normal-schwächer	normal-stärker		
Cha T1-DW : ^{b)}					
98695	0.23	0.92	0.24	C	
99264	0.30	1.03	0.47	C	
99872	0.36	1.11	0.58	C	
Trend:		normal	schwächer		
ρ Oph-DW :					
147165	0.40	1.03	0.32	C	σ Sco
147889	1.09	1.14	0.21	S, SSJ	
147933	0.47	1.39	0.45	C	ρ Oph
Trend:		normal-stärker	schwächer		
Tau-DW :					
27778	0.40	0.58	1.06	C	
29647	1.10	1	1.2	SSJ	
Trend:		schwächer	normal		

a) C=Carnochan (1986), S=diese Arbeit,
SSJ=Seab et al. (1981)

b) Außerhalb der DW nach Toriseva und Mattila (1985)
Abstand $\leq 5^\circ$

In der Regel wurde trotz ungenauere Werte (Abschn. 7.2.2) die Arbeit von Carnochan (1986) wegen ihrer umfassenden Datenbasis und der Angabe von Koeffizienten bevorzugt. Durch den Bezug auf b_{STD} und u_{STD} , d.h. auf die Daten der galaktischen Mittelkurve in jeder Arbeit, verringert sich der Einfluß der unterschiedlichen Normierung bei Carnochan. Bei HD147889, wo Carnochans Werte $b_i/b_{STD}=0.22$ und $u_i/u_{STD}=0.12$ drastisch und unerklärlich (Druckfehler?) abweichen, wurden die Daten der Tab. 7.2 genommen, die besser zu den übrigen Angaben für die

ρ Oph-DW passen und durch Seab et al. (1981) bestätigt werden. Unter Berücksichtigung dieser Probleme kann man erst Abweichungen ab 20% als signifikant bezeichnen. Leider gibt es keine Extinktionskurven von Sternen in oder hinter der Cha T1-DW. Da sich der Staub wenn auch in geringerer Stärke jedoch über ein größeres Gebiet erstreckt, eignen sich eventuell auch Sterne innerhalb von 5° und mit einer Entfernung von mindestens 200pc. Die Kurven der drei gefundenen Sterne zeigen ein einheitliches Verhalten (Tab. 7.8). Aber sie stehen so eng ($<1^\circ$) beieinander, daß diese Variation auch auf einer weiteren, von der Cha T1-DW unabhängigen Dunkelwolke beruhen könnte. Man sollte deshalb, solange Sterne innerhalb der Dunkelwolke die Koeffizienten nicht bestätigen, das Resultat mit Vorsicht interpretieren.

Betrachtet man jede Dunkelwolke und Komponente einzeln, zeigt sich im Rahmen der Fehler immer ein konsistenter Trend. Vermutlich beschreiben also die Daten in Tab. 7.7 die Eigenschaften und das generelle Verhalten des Staubes in jeder Dunkelwolke richtig. Ebenso wie bei den Sternen der Tab. 7.2 sind auch in den Dunkelwolken die Schwankungen in der Buckelkomponente deutlich geringer als in u_i/u_{STD} . Nach Abschn. 7.2.3 können die Veränderungen sowohl auf Klumpung als auch Zerstörung der kleinen Silikateilchen beruhen. Es ist sogar möglich, daß die Variationen von b_i und u_i wenigstens zum Teil nur Scheineffekte sind. Wenn sich die Wirksamkeit der Extinktion im optischen Bereich z.B. verdoppeln würde, hätte dies wegen der Division durch $E(B-V)_i$ eine Halbierung von b_i und u_i zur Folge. Solange der Verlauf von $V(x)$ unverändert bleibt, kann man dies nicht erkennen. Indizien wären gleichstarke Änderungen von b_i/b_{STD} und u_i/u_{STD} oder des Gas-zu-Staub-Verhältnisses $N(H)/E(B-V)$. Bei der Untersuchung der zweiten Größe stellten Bohlin et al. (1978) bis auf ρ Oph keine signifikanten Abweichungen von der Ausgleichsgerade fest. Bei ρ Oph ist das Verhältnis

$$N(H)/E(B-V) = 15.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$$

um den Faktor 2.7 größer als der übliche Wert (7.18). Eine Korrektur von b_i und u_i um diesen Faktor ist wahrscheinlich zu groß, da man reale Variationen der Koeffizienten nicht ausschließen kann. Eine Erhöhung von $E(B-V)_{\rho\text{Oph}}$ um 50% ergäbe Ko-

effizienten, die besser zu denen der beiden anderen Sterne aus dieser Dunkelwolke passen würden.

Weiterhin erkennt man in Tab. 7.8, daß die Koeffizienten sowohl kleiner als auch größer als der Standardwert werden können und die Variationen unabhängig in b_i und u_i auftreten. Auch dies paßt zu der Vielzahl von Hyland (1980) vermuteten Auslösemechanismen (siehe oben). Vergleicht man die Koeffizienten für den Kohlensack mit denen der drei anderen Dunkelwolken, so gibt es eine ähnliche Tendenz nur bei der Tau-DW. Im Unterschied ist aber beim Kohlensack b_i/b_{STD} näher am Normalwert 1 und u_i/u_{STD} eher größer als 1. Die Daten der drei Programmsterne werden unabhängig durch Carnochans Koeffizienten für den Be-Stern HD110432 (KS163, Tab. A.5) bestätigt.

Sternentstehung geht also mit Veränderungen der Staubeigenschaften einher. Tab. 7.8 gibt aber keinen Aufschluß darüber, ob diese Änderungen Ursache oder Wirkung der Sternentstehung sind. Dafür müßte man die genaue Verteilung der Variation der Koeffizienten in einer Dunkelwolke kennen und sie mit anderen Parametern, z.B. dem Abstand zu jungen Sternen, vergleichen. Tab. 7.8 läßt sich so interpretieren, daß der Staub im Kohlensack weitgehend ungestört ist und den Normalzustand zeigt. Verglichen mit der Standardkurve ist in einer ruhigen, dichten Dunkelwolke b_i/b_{STD} eher kleiner und u_i/u_{STD} eher größer als 1. Weiterhin reagiert $U(x)$ wesentlich empfindlicher auf Änderungen der Umgebung als die Buckelkomponente, was für diese ein sehr stabiles Staubmaterial (PAH ?) nahelegt.

7.5 Rückblick und Ausblick

Die Resultate dieser Arbeit kann man in eine genauere und umfassendere Beschreibung der Dunkelwolke 'Kohlensack' und in die Entwicklung neuer Untersuchungsmethoden für den interstellaren Staub und Dunkelwolken aufteilen.

Das Verfahren der Bestimmung der interstellaren Extinktion aus Daten einer Flächenphotometrie (Seidensticker, 1979) wurde in erweiterter Form in Abschnitt 5.2 benutzt und vor allem in seinem Gültigkeitsbereich überprüft. Die Methode gleicht dem älteren Verfahren der Sternzählungen. Sie läßt sich aber we-

sentlich zeitsparender auf ein großes Gebiet anwenden und ist wegen der korrekten Darstellung der Hintergrundhelligkeit genauer. Ihr wesentlichster Nachteil ist die unzureichende Beschreibung des Streulichts, die den Gültigkeitsbereich auf Extinktionen $A_V \leq 1^m.5$ beschränkt. Dieser Extinktionsbereich umfaßt aber den größten Teil einer Dunkelwolke, so daß man schon jetzt ein geeignetes Mittel hat, um die großräumige Struktur und die Masse zu ermitteln.

Aufbauend auf früheren Arbeiten wurde in Abschn. 6.3 die Komponentenzerlegung von Extinktionskurven entwickelt, die zum ersten Mal einen quantitativen Vergleich vom nahen Infrarot bis zum fernen Ultraviolett ($900 \leq \lambda \leq 120 \text{ nm}$) gestattet. Neben der Kontrolle der Messungen liegt ihre Hauptbedeutung in der Hilfe bei der Entschlüsselung der physikalischen und chemischen Natur des interstellaren Staubes. Mit den Koeffizienten b_i und u_i kann man Staubveränderungen erfassen, die in Dunkelwolken bei Sternentstehung auftreten oder zu dieser führen (Abschn. 7.4.2). Die Zerlegung gibt außerdem Hinweise auf zwei verschiedene R-Werte, sofern es eine unabhängige Infrarot-Extinktionskomponente gibt, deren Auswirkungen sich entweder in einer anderen Infrarot-Extinktionskurve oder einer Verschiebung des Maximums der linearen Polarisierung und Verformung von $V(x)$ zeigen sollten.

Die Anwendung dieser Methoden in Verbindung mit dem bekannten Verfahren der A_V -Diagramme erlaubte eine umfassende Untersuchung des Kohlensacks. Die photometrischen Daten lieferten eine neue, unabhängige Bestimmung der Entfernung (Tab. 5.7), die den alten Wert von Rodgers (1960) annähernd bestätigt. Darüber hinaus ergaben sie aber eine Aufspaltung des Kohlensacks in mindestens zwei Teilwolken. Mit der geeichten und korrigierten Extinktionskarte konnten dann die Staub- und Gasmassen berechnet werden (Abschn. 7.3.2). Die Gesamtmasse $M = 6900 M_\odot$ liegt deutlich über früheren Abschätzungen. Das Modell von Cernicharo et al. (1985) lieferte den Exponenten α des Dichteverlaufs (7.24). α ist kleiner als 1, eine erneute Bestätigung für eine ungestörte, stabile Dunkelwolke. Die Extinktionsmaxima in Abb. 5.11 beruhen also weniger auf hohen Staubbichten, als auf langen Wegstrecken, wie sie das Teilwolkenmodell postuliert. Trotz einiger gemeinsamer Eigenschaften

mit anderen Dunkelwolken zeigt der Kohlensack keine Sternentstehung. So kann er vielleicht helfen, die Faktoren, die den Prozeß der Sternentstehung steuern, besser zu erkennen.

Zweites Ziel dieser Arbeit war eine Analyse der Staubeigenschaften im Kohlensack mit Hilfe von Extinktionsdaten. Die Extinktionskurven vom Visuellen bis ins Infrarot sind wie der R-Wert für alle Sterne normal. Dagegen traten im UV (λ 300nm) signifikante Unterschiede sowohl zur Standardkurve als auch zwischen den Extinktionskurven einzelner Sterne auf, was zur Entwicklung des Komponentenmodells führte. Diese Zerlegung stimmt gut mit den Vorstellungen über die Natur des Staubes, die Greenberg und Mitarbeiter in mehreren Arbeiten entwickelt haben, überein. Der Vergleich mit anderen Dunkelwolken (Abschn. 7.4.2) ergab eine Abnahme von u_i in Sternentstehungsgebieten und ähnliches Extinktionsverhalten von Kohlensack und Tau-DW.

Dieser Rückblick wäre unvollständig ohne einen Ausblick auf zukünftige Forschungsziele, die die Arbeit nahelegt. Ein Problem war die relativ geringe Zahl von Programmsternen in Kohlensackentfernung, weshalb die Tiefenstruktur nur annähernd ermittelt werden konnte. Die Auswahl der Sterne wurde durch die Forderung nach vorhandener MK-Klassifikation, die für die Bestimmung des Entfernungsmoduls und der Verfärbung notwendig war, eingeschränkt. Deshalb ist die Auswahl helligkeitsbegrenzt und die weiter entfernten B- und A-Sterne überwiegen. Dagegen sind F-Sterne gleicher scheinbarer Helligkeit nicht nur näher, sondern ihre Raumdichte ist auch um den Faktor 5 größer (Allen, 1973). Mittels einer vollständigen uvby β -Photometrie kann man die MK-Klassifikation ersetzen und bei A- und F-Sternen eine Genauigkeit von 15% in der Entfernung und 0.^m01 bei E(B-V) erreichen (Knude, 1984), was etwas besser als die Fehler in dieser Arbeit (15% und 0.^m03) ist. Ein Nachteil ist aber die verlängerte Meßzeit, verursacht durch die schmalen Filter und die geringere Leuchtkraft der Sterne. Die höhere Dichte der F-Sterne erlaubt nicht nur eine genauere Beschreibung der Tiefenstruktur, sondern sie kann auch klären, ob der Extinktionsanstieg im Freiraumgebiet von Feld VI auf eine ungünstige Sternverteilung oder auf eine zusätzliche Dunkelwolke zurückzuführen ist.

Wichtig wäre eine Verbesserung der Streulichtmodelle für unterschiedliche Geometrien und hohe Extinktionen. Dies hätte nicht nur den unmittelbaren Vorteil von korrekten Resultaten überall im Kohlensack, sondern man könnte auch präziser das Streuverhalten des Staubes, das über die Hälfte der Extinktion im Visuellen verursacht (Savage und Mathis, 1979), untersuchen.

Die Hauptprobleme bei der Bestimmung von Extinktionskurven sind die photometrische Meßgenauigkeit und die Auswahl der richtigen Vergleichssterne. Der sichtbare Spektralbereich und das Infrarot sind für die Untersuchung der Feinstruktur ('Diffuse Interstellare Banden', DIB) und des R-Werts von Bedeutung. Wenn eine infrarote Extinktionskomponente existiert, sollten Verschiebungen von $\lambda_{\max}$ unabhängig von Änderungen im Infrarot auftreten. Außerdem sollten die $\lambda_{\max}$ -Werte mit Variationen von $V(x)$ korrelieren. Die Komponentenzerlegung gibt genau definierte Werte für die Buckel- und FUV-Extinktion, die es besser als früher ermöglichen, nach Korrelationen mit den DIB und/oder den Emissionsbanden im nahen IR zu suchen.

Ungelöst blieben auch wichtige Fragen der UV-Extinktion. Ungeklärt ist die Ursache des Anstiegs von $V(x)$ im fernen UV ($x > 6.0 \mu\text{m}^{-1}$). Eine Untersuchung mit IUE-Spektren ist wegen der geringen photometrischen Genauigkeit und der starken Störung durch die Ly α -Emission der Geokorona nur begrenzt möglich. Genauere Extinktionskurven sind auch nötig für eine Überprüfung der exakten Form der Komponenten. Es hat den Anschein, als ob bei der Buckelkomponente doch kleine Variationen von einigen Nanometern in Position und Halbwertsbreite auftreten.

Der Vergleich der Komponentenkoeffizienten untereinander und mit anderen Beobachtungsgrößen von Dunkelwolken, wie er ansatzweise von Massa und Savage (1984) in der Cep OB3-Molekülwolke und in dieser Arbeit (Abschn. 7.4.2) bei vier weiteren Dunkelwolken durchgeführt wurde, kann Aufschluß darüber geben, wodurch sich der Staub verändert und welchen Einfluß diese Änderungen auf die Entstehung neuer Sterne haben.

LITERATURVERZEICHNIS

- Allen, C.W., 'Astrophysical Quantities',
1963, 2. edition, The Athlone Press, London, 123-127
1973, 3. edition, The Athlone Press, London, p. 249
- Allen, R.H.: 1963b, 'Star Names, Their Lore and Meaning',
Dover Publications, New York
- Appenzeller, I.: 1982, Fundam. Cosmic Phys. 7, 313-362
- Bachiller, R., Cernicharo, J.: 1984, Astron. Astrophys. 140,
414-420
- Barnard, E.E.: 1919, Astrophys. J. 49, 1-23
- Boggess, A., Carr, F.A., Evans, D.C., et al.: 1978a, Nature
275, 372-377
- Boggess, A., Bohlin, R.C., Evans, D.C., et al.: 1978b, Nature
275, 377-385
- Bohlin, R.C., Holm, A.V.: 1980, NASA IUE Newsletter No. 10,
37-44
- Bohlin, R.C., Savage, B.D.: 1981, Astrophys. J. 249, 109-117
- Bohlin, R.C., Savage, B.D., Drake, J.F.: 1978, Astrophys. J.
224, 132-142
- Bowers, P.F., Kerr, F.J., Hawarden, T.G.: 1980, Astrophys. J.
241, 183-196
- Brand, J.: 1983, in 'Surveys of the Southern Galaxy', eds.
W.B. Burton und F.P. Israel, D. Reidel Publ. Company,
Dordrecht, 223-228
- Brooks, J.W., Sinclair, M.W., Manefield, G.A.: 1976, Mon. Not.
Roy. Astron. Soc. 175, 117-127
- Brück, H.: 1934, Zeitschr. Astrophys. 8, 75-81
- Buscombe, W.: 1977, 'MK Spectral Classifications', 3. General
Catalogue, Northwestern Univ., Evanston
- Buscombe, W.: 1980, 'MK Spectral Classifications', 4. General
Catalogue, Northwestern Univ., Evanston
- Carnochan, D.J.: 1986, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 219,
903-926
- Cernicharo, J., Bachiller, R., Duvert, G.: 1985, Astron.
Astrophys. 149, 273-282
- Chini, R.: 1981, Astron. Astrophys. 99, 346-350

- Chlewicki, G., Greenberg, J.M., Aiello, S., Barsella, B., Patriarchi, P., Perinotto, M.: 1984, in 'Proceedings of the Fourth European IUE Conference', eds. E. Rolfe und B. Battrick, ESA-ESTEC, Noordwijk, ESA SP-218, 507-510
- Clavel, J., Gilmozzi, R., Prieto, A.: 1985, ESA IUE Newsletter No. 23, 48-57
- Cohen, R.J., Matthews, N., Few, R.W., Booth, R.S.: 1983, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 203, 1123-1135
- Cousins, A.W.J., Stoy, R.H.: 1962, Roy. Greenwich Obs. Bull. No. 49
- Crawford, D.L.: 1978, Astron. J. 83, 48-63
- Crawford, D.L.: 1979, Dudley Obs. Report No. 14, ed. A.G.D. Philip, 23-31
- Crawford, D.L., Mander, J.: 1966, Astron. J. 71, 114-118
- Crawford, D.L., Mandwewala, N.: 1976, Publ. Astron. Soc. Pac. 88, 917-929
- Crutcher, R.M.: 1979, Astrophys. J. 234, 881-890
- Davis, R.J.: 1977, Astrophys. J. 213, 105-110
- Deutschman, W.A., Davis, R.J., Schild, R.E.: 1976, Astrophys. J. Suppl. Ser. 30, 97-225
- Dyson, J.E., Williams, D.A.: 1980, 'Physics of the interstellar medium', Manchester Univ. Press, Manchester
- Elias, J.H.: 1978, Astrophys. J. 224, 857-872
- Encrenaz, P.J., Falgarone, E., Lucas, R.: 1975, Astron. Astrophys. 44, 73-80
- Falgarone, E., Puget, J.L.: 1985, Astron. Astrophys. 142, 157-170
- Feinstein, A., Marraco, H.G.: 1971, Publ. Astron. Soc. Pac. 83, 218-221
- Feitzinger, J.V., Stüwe, J.A.: 1984, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 58, 365-386
- Gast, R.R.: 1960, in 'Handbook of Geophysics', Mc Millan, New York, p. 16.21
- Greenberg, J.M., Chlewicki, G.: 1983, Astrophys. J. 272, 563-578
- Greenberg, J.M.: 1986, in 'Light on Dark Matter', ed. F.P. Israel, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 177-188
- Gürtler, J., Schielicke, R., Dorschner, J., Friedemann, C.: 1982, Astron. Nachr. 303, 105-116

- Gutiérrez-Moreno, A., Moreno, H., Cortés, G.: 1982, Publ. Astron. Soc. Pac. 94, 722-728
- Hardie, R.H.: 1962, in 'Astronomical Techniques', ed. W.A. Hiltner, 'Stars and Stellar Systems' Vol. II, Univ. Chicago Press, Chicago, 178-208
- Harris, W.E., Fitzgerald, M.P., Reed, B.C.: 1981, Publ. Astron. Soc. Pac. 93, 507-517
- Hartmann, J.: 1904, Astrophys. J. 19, 268-286
- Hauck, B., Mermilliod, M.: 1980, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 40, 1-32
- Haupt, W., Desjardins, R., Maitzen, H.M., Rudolph, R., Schlosser, W., Schmidt-Kaler, Th., Tüg, H.: 1976, Astron. Astrophys. 50, 85-90
- Hayes, D.S., Latham, D.W.: 1975, Astrophys. J. 197, 593-601
- Heck, A., Egret, D., Jaschek, M., Jaschek, C.: 1984, 'IUE Low-Dispersion Spectra Reference Atlas - Part 1. Normal Stars', ESA-ESTEC, Noordwijk, ESA SP-1052
- Hoffleit, D.: 1982, 'The Bright Star Catalogue', 4. revised edition, Yale Univ. Obs., New Haven
- Houk, N., Cowley, A.P.: 1975, 'University of Michigan Catalogue of Two-Dimensional Spectral Types for the HD-Stars', Vol. I, Univ. Michigan, Ann Arbor
- Hubble, E.: 1934, Astrophys. J. 79, 8-76
- Huggins, P.J., Gillespie, A.R., Sollner, T.C.L.G., Phillips, T.G.: 1977, Astron. Astrophys. 54, 955-957
- Humphreys, R.M.: 1976, Publ. Astron. Soc. Pac. 88, 647-655
- Hyland, A.R.: 1980, in 'Infrared Astronomy', eds. C.G. Williams und D.P. Cruikshank, IAU Symp. No. 96, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 125-151
- Hyland, A.R., Jones, T.J., Mitchell, R.M.: 1982, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 201, 1095-1117
- IAU, 1966: 'Transactions of the International Astronomical Union XIIB', ed. J.-C. Pecker, Academic Press, London, 314-315
- Jaschek, C., Conde, H., de Sierra, A.C.: 1964, Serie Astronómica 28(2), Obs. Astron. Univ. Nat., La Plata
- Jaschek, M., Jaschek, C.: 1982, in 'Ultraviolet Stellar Classification', eds. A. Heck und B. Battrock, ESA-ESTEC, Noordwijk, ESA SP-182, 9-13
- Johnson, H.L.: 1955, Ann. Astrophys. 18, 292-316

- Johnson, H.L.: 1977, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* 2, 175-180
- Johnson, H.L., Morgan, W.W.: 1953, *Astrophys. J.* 117, 313-352
- Jones, T.J., Hyland, A.R., Robinson, G., Smith, R., Thomas, J.: 1980, *Astrophys. J.* 242, 132-140
- Jones, T.J., Hyland, A.R., Bailey, J.: 1984, *Astrophys. J.* 282, 675-682
- Kaiser, D.: 1984, 'Kontinuierliche Energieverteilungen der Be-Sterne im optischen Spektralbereich', Dissertation, Univ. Bochum
- Kennedy, P.M., Buscombe, W.: 1974, 'MK Spectral Classifications', Northwestern Univ., Evanston
- Kiehling, R.: 1980, 'Physikalische Eigenschaften des klassischen Cepheiden β Doradus', Diplomarbeit, Univ. Bochum
- Klare, G., Neckel, Th.: 1977, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 27, 215-247
- Knude, J.K.: 1977, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 30, 297-305
- Knude, J.K.: 1984, in 'Local Interstellar Medium', eds. Y. Kondo, F.C. Bruhweiler und B.D. Savage, IAU Coll. No. 81, NASA, NASA CP-2345, 123-144
- Koornneef, J.: 1983a, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 51, 489-503
- Koornneef, J.: 1983b, *Astron. Astrophys.* 128, 84-93
- Kozok, J.R.: 1982, 'Eigenfarben und absolute Helligkeiten der Be-Sterne', Dissertation, Univ. Bochum
- Kurucz, R.L.: 1979, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 40, 1-340
- Léger, A., d'Hendecourt, L.: 1984, *Astron. Astrophys.* 137, L5-L8
- Lindsay, E.M.: 1941, *Proc. Roy. Irish Acad.* 46A, 123-128
- Lucke, P.B.: 1978, *Astron. Astrophys.* 64, 367-377
- Lynds, B.T.: 1968, in 'Nebulae and Interstellar Matter', eds. B.M. Middlehurst und L.H. Aller, 'Stars and Stellar Systems' Vol. VII, Univ. Chicago Press, Chicago, 119-139
- Lynds, B.T.: 1974, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 28, 391-396
- Mac Connell, D.J., Dixon, M.S.: 1974, *Astron. J.* 89, 705-707
- Martin, P.G.: 1974, *Astrophys. J.* 187, 461-472
- Martin, P.G.: 1978, 'Cosmic Dust', Clarendon Press, Oxford

- Massa, D.: 1980, *Astron. J.* 85, 1644-1650
- Massa, D., Savage, B.D.: 1984, *Astrophys. J.* 279, 310-321
- Massa, D., Savage, B.D., Fitzpatrick, E.L.: 1983, *Astrophys. J.* 266, 662-683
- Mathis, J.S., Wallenhorst, S.G.: 1981, *Astrophys. J.* 244, 483-492
- Mathis, J.S., Rumpl, W., Nordsieck, K.H.: 1977, *Astrophys. J.* 217, 425-433
- Mattila, K.: 1970a, *Astron. Astrophys.* 8, 273-282
- Mattila, K.: 1970b, *Astron. Astrophys.* 9, 53-63
- Mattila, K.: 1976, *Astron. Astrophys.* 47, 77-95
- Meyer, D.M., Savage, B.D.: 1981, *Astrophys. J.* 248, 545-562
- Moffat, A.F.J., Schmidt-Kaler, Th.: 1975, *Astron. Astrophys.* 48, 115-119
- Moffat, A.F.J., Vogt, N.: 1973, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 10, 135-193
- Moffat, A.F.J., Vogt, N.: 1977, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 89, 323-328
- Müller, R.: 1934, *Zeitschr. Astrophys.* 8, 66-74
- Nandy, K., Thompson, G.I., Jamar, C., Monfils, A., Wilson, R.: 1976, *Astron. Astrophys.* 51, 63-69
- Neckel, Th., Klare, G.: 1980, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 42, 251-281
- Nicolet, B.: 1978, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 34, 1-49
- Oblak, E., Chareton, M.: 1981, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 45, 459-471
- Ochsenbein, F., Egret, D., Bischoff, M.: 1977, in 'Compilation, Critical Evaluation and Distribution of Stellar Data', eds. C. Jaschek and G.A. Wilkins, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 31-36
- Ohtani, H.: 1984, in 'Astronomy with Schmidt-Type Telescopes', ed. M. Capaccioli, IAU Coll. No. 78, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 329-332
- Olsen, E.H.: 1983, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 54, 55-134
- Rodgers, A.W.: 1960, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 120, 163-172
- Savage, B.D.: 1975, *Astrophys. J.* 199, 92-109

- Savage, B.D., Mathis, J.S.: 1979, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 17, 73-111
- Scheffler, H.: 1982, in 'Landolt-Börnstein', Gruppe VI, Band 2c, Herausg. K.Schaifers und H.H. Voigt, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 45-114
- Scheffler, H., Elsässer, H.: 1982, 'Bau und Physik der Galaxis', Bibliographisches Institut, Mannheim
- Schmidt-Kaler, Th.: 1972, *Sterne Weltraum* 11, 10-11
- Schmidt-Kaler, Th.: 1974, *Vistas Astron.* 19, 69-89
- Schmidt-Kaler, Th.: 1982, in 'Landolt-Börnstein', Gruppe VI, Band 2b, Herausg. K.Schaifers und H.H. Voigt, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 10-24
- Schmidt-Kaler, Th., Dachs, J.: 1969, *Sterne Weltraum* 8, 32-35
- Schmidt-Kaler, Th., Seidensticker, K.J., Pröll, H.J., Schlosser, W., Beck, R.: 1983, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 51, 1-16
- Seab, C.G., Snow Jr., T.P., Joseph, C.L.: 1981, *Astrophys. J.* 246, 788-793
- Seaton, M.J.: 1979, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 187, 73p-79p
- Sedlmayer, E.: 1985, *Mitt. Astron. Ges.* 63, 75-88
- Seeley, D., Berendzen, R.: 1972, *J. Hist. Astron.* 3, 52-64 und 75-86
- Seidensticker, K.J.: 1979, 'Flächenphotometrie im Gebiet der Dunkelwolke 'Kohlensack' in den Spektralbereichen U,B,V,R', Diplomarbeit, Univ. Bochum
- Seidensticker, K.J., Schmidt-Kaler, Th., Schlosser, W.: 1982, *Astron. Astrophys.* 114, 60-70
- Serkowski, K., Mathewson, D.S., Ford, V.L.: 1975, *Astrophys. J.* 196, 261-290
- Strömgren, B.: 1966, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 4, 433-472
- Sundman, A.: 1979, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 35, 327-335
- Tapia, S.: 1973, in 'Interstellar Dust and Related Topics', eds. J.M. Greenberg und H.C. van de Hulst, IAU Symp. No. 52, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 43-51
- Toriseva, M., Mattila, K.: 1985, *Astron. Astrophys.* 153, 207-212
- Trumpler, R.J.: 1930, *Lick Obs. Bull.* 14, 154-188
- Tüg, H.: 1978, 'Absolut- und Relativanschluß südlicher Standardsterne', Dissertation, Univ. Bochum

- Unsöld, A.: 1929, Harvard College Obs. Bull. No. 870, 13-15
- Vogt, N., Geisse, H.S., Rojas, S.: 1981, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 46, 7-11
- Urba, F.J.: 1977, Astron. J. 82, 198-208
- Urba, F.J., Rydgren, A.E.: 1984, Astrophys. J. 283, 123-128
- de Vries, C.P., Brand, J., Israel, F.P., de Graauw, Th., Wouterloot, J.G.A., van de Stadt, H., Habing, H.J.: 1984, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 56, 333-349
- Weaver, W.B.: 1973, Astrophys. J. 184, 881-885
- Weaver, W.B.: 1974a, Astrophys. J. 189, 81-83
- Weaver, W.B.: 1974b, Astrophys. J. 189, 263-267
- Weiß, E.: 1886, 'Littrow: Atlas des gestirnten Himmels', 4. Auflage, Berlin
- Wesselius, P.R., van Duinen, R.J., Aalders, J.W.G., Kester, D.: 1980, Astron. Astrophys. 85, 221-232
- Whittet, D.C.B.: 1974, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 168, 371-378
- Whittet, D.C.B., van Breda, I.G., Glass, I.S.: 1976, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 177, 625-643
- Whittet, D.C.B., van Breda, I.G.: 1980, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 192, 467-480
- Witt, A.N., Bohlin, R.C., Stecher, T.P.: 1984, Astrophys. J. 279, 698-704
- Wolf, M.: 1923, Astron. Nachr. 219, 109-116
- Wu, C.C., Gilra, D.P., van Duinen, R.J.: 1980, Astrophys. J. 241, 173-182
- Wu, C.C., Ake, T.B., Boggess, A., Bohlin, R.C., Imhoff, C.L., Holm, A.V., Levay, Z.G., Panek, R.J., Schiffer III., F.H., Turnrose, B.E.: 1983, 'The IUE Ultraviolet Spectral Atlas', NASA IUE Newsletter No. 22
- Yorke, H.W.: 1985, Mitt. Astron. Ges. 63, 89-103
- Young, A.T.: 1974, in 'Methods of Experimental Physics', Vol. 12A, ed. N. Carleton, Academic Press, New York, 123-192

ANHANG

Tabelle A.1: Daten der UVB- und H β -Standardsterne nach Transformation in die Standardsysteme

STANDARDSTERNE

IDENT	HD-NR	V	B-V	U-B	HBETA	ΔV	$\Delta(B-V)$	$\Delta(U-B)$	$\Delta HBETA$	N	N	
1	2	3			4	5			6	UBV	H β	
										7		
E	3005	46817	8.049	0.132	0.081	-0.002	0.007	-0.004		42		
E	3016	47119	8.588	0.290	0.089	0.013	0.000	0.039		1		
E	3035	46415	6.681	0.994	0.744	-0.010	-0.005	0.003		1		
E	3037	46652	7.171	1.075	0.871	-0.002	-0.003	0.000		42		
E	4006	80484	8.347	0.096	0.077	-0.001	0.006	-0.002		41		
E	4020	82552	7.989	0.294	0.151	0.004	-0.001	0.041		3		
E	4030	80527	7.199	1.110	0.940	0.000	0.001	0.000		39		
E	4031	82183	8.514	1.132	1.069	0.009	-0.008	-0.011		1		
E	5001	106902	7.964	-0.099	-0.568	0.009	-0.008	-0.012		3		
E	5002	105498	8.064	-0.037	-0.236	0.004	-0.007	0.003		45		
E	5007	103911	8.832	0.192	0.214	0.007	0.003	0.026		2		
E	5017	105688	8.788	0.522	0.132	0.008	-0.007	0.012		1		
E	5023	104212	8.375	0.653	0.177	0.000	-0.001	-0.021		5		
E	5027	105852	6.610	1.073	0.797	0.006	-0.001	0.007		39		
E	5028	106456	7.552	1.096	0.970	0.007	-0.013	0.010		1		
E	5039	104138	6.656	0.560	0.101	0.001	0.004	0.011		3		
E	5055	106321	5.305	1.423	1.591	-0.001	-0.007	0.010		4		
E	5077	102981	6.598	-0.013	-0.040	-0.001	0.000	0.004		2		
E	5084	103481	7.420	1.281	1.324	-0.005	0.002	0.000		5		
E	6004	128726	8.060	0.020	-0.036	0.005	-0.006	0.027		12		
E	6033	128413	6.837	1.171	1.209	0.004	-0.003	-0.002		12		
E	6091	130807	4.339	-0.158	-0.643	0.016	0.001	-0.023		1		
E	7002	157624	7.885	-0.048	-0.573	0.005	0.002	-0.019		4		
E	7032	157487	7.643	1.244	1.159	-0.006	-0.003	0.015		4		
HD	102350	102350	4.107	0.902	0.575	-0.003	0.002	-0.005		14		
HR	3249	69267	3.520	1.468	1.748	0.000	-0.012	-0.022		7		
HR	4133	91316	3.862	-0.159	-0.936	2.552	0.012	-0.019	-0.003	8	7	
HR	4405	99211	4.076	0.218	0.093	2.821	-0.004	0.008	-0.017	0.000	14	13
HR	4775	109085	4.302	0.382	0.006	2.702	-0.008	0.002	-0.004	0.003	11	11
HR	4842	110829	4.711	1.063	0.956		0.021	0.013	0.016		1	
HR	4889	111968	4.254	0.214	0.118	2.817	-0.016	0.004	-0.002	0.006	1	1
HR	5168	119756	4.229	0.371	-0.005	2.705	-0.001	-0.009	-0.005	0.006	1	1
HR	5530	130819	5.143	0.406	-0.024	2.684	-0.007	-0.004	0.006	0.006	5	5
HR	5825	139664	4.659	0.399	-0.045	2.676	0.019	-0.001	-0.015	0.000	1	1
HR	5944	143018	2.883	-0.188	-0.916	2.615	-0.007	0.002	-0.006	0.001	4	4
HR	5953	143275	2.323	-0.125	-0.913	2.588	0.003	-0.005	-0.003	-0.014	1	1
HR	5993	144470	3.950	-0.048	-0.827	2.617	-0.010	-0.008	-0.017	-0.004	5	5
HR	6243	151769	4.639	0.478	0.064	2.658	-0.011	0.008	-0.006	0.008	1	1
HR	6595	160915	4.869	0.462	-0.044	2.645	-0.001	-0.008	-0.014	-0.001	1	1
JM	59	35299	5.707	-0.227	-0.878	2.631	0.007	-0.017	-0.008	0.000	5	5
JM	75	46150	6.773	0.122	-0.818		0.043	-0.008	0.012		5	
JM	90	71155	3.896	-0.002	-0.008	2.897	-0.004	0.018	0.012	0.000	12	10
JM	91	74280	4.294	-0.198	-0.739	2.653	-0.006	-0.003	0.001	0.000	17	15
JM	113	102870	3.599	0.563	0.089	2.632	-0.011	0.013	-0.011	0.004	8	5
JM	124	115617	4.737	0.716	0.243		-0.003	0.006	-0.007		4	
JM	141	130109	3.727	0.001	-0.001	2.842	0.007	0.001	0.029	-0.004	8	6
JM	145	135742	2.603	-0.109	-0.345	2.712	-0.007	-0.001	0.015	0.001	3	3
JM	146	136202	5.059	0.537	0.063		-0.001	-0.003	0.003		1	
JM	155	141004	4.421	0.611	0.101		-0.009	0.011	-0.009		2	
JM	160	144217	2.627	-0.082	-0.888		-0.003	-0.002	-0.008		2	
JM	161	144218	4.912	-0.028	-0.689		-0.008	-0.008	0.011		4	
JM	170	154363	7.757	1.140	1.023		0.027	-0.020	-0.027		4	
JM	186	161868	3.743	0.048	0.056	2.886	-0.007	0.008	0.016	-0.022	3	3

Erläuterung zu Tab. A.1:

Spalte	Bezeichnung	Bedeutung
1	IDENT	Name des Sterns E: (Harvard) E-Region, Form 'rnnn' r : Nummer der E-Region nnn: Sternnummer in E-Region (Vogt et al., 1981) JM: Johnson und Morgan (1953) HR: Bright Star Catalogue-Nr (Hoffleit, 1982)
2	HD-NR	Zusätzliche HD-Nummer
3	V / B-V / U-B	Mittelwerte meiner Messungen
4	HBETA	H β -Mittelwerte meiner Messungen
5	$\Delta V / \Delta(B-V) / \Delta(U-B)$	Differenzen: Spalte 3 - Standardwert
6	HBETA	Differenz: Spalte 4 - Standardwert
7	N _{UBV} / N _{Hβ}	Zahl der Messungen

Literaturquellen für Standardwerte:

UBV:

E-Regionen: Vogt et al. (1981)

JM und HR : in der Regel Nicolet (1978)

H β :

Crawford und Mander (1966)

Tabelle A.2: Daten der UBV- und HB-Programmsterne nach Transformation in die Standardsysteme

PROGRAMMSTERNE													SEITE 1	
NR	IDENT	ALPHA	DELTA	l	b	SPEKTRALTYP	V	B-V	U-B	HBETA	σ	NK		
1	2	h m s	° ' "	°	'	(Lit)		6		7		8 9		
3	HD 107751	12 20 26	-65 49 2	300.08	-3.38	A9 V	9.101	0.390	0.114	2.752	0.011	2		
4	HD 107772	12 20 39	-66 23 40	300.16	-3.95	A0 Vn	9.782	0.219	0.009	2.839	0.037	2		
6	HD 107791	12 20 45	-65 34 39	300.08	-3.14	B8/9 IV/V	10.022	0.151	-0.102	2.813	0.030	2		
14	HD 107801	12 21 33	-65 47 1	300.29	-4.33	F0 V	8.716	0.378	0.036	2.733	0.040	2		
20	HD 107982	12 22 3	-65 34 33	300.22	-3.12	B6 II	9.152	0.117	-0.391	2.657	0.024	1		
22	HD 108001	12 22 9	-64 40 57	300.13	-2.23	B9/A0 (V)	9.665	0.086	-0.069	2.790	0.033	2		
23	DM -64, 1900	12 22 12	-64 48 42	300.15	-2.36	B8 (HD)	9.943	0.126	-0.192	2.632	0.054	2		
24	DM -64, 1901	12 22 13	-64 55 26	300.16	-2.47	B5 (HD)	9.883	0.092	-0.656	2.670	0.027	1		
26	DM -66, 1758	12 22 16	-66 47 37	300.36	-4.33	B8 (HD)	9.822	0.167	-0.074	2.749	0.012	2		
29	HD 108036	12 22 18	-64 7 19	300.09	-1.67	A0 III/IV	9.390	0.229	0.230	2.875	0.016	2		
30	HD 108053	12 22 26	-64 50 16	300.28	-2.38	B8/9 III	9.308	0.137	-0.160	2.723	0.028	2		
31	HD 108068	12 22 40	-65 32 38	300.43	-3.08	A0 IV/V	10.047	0.165	0.047	2.866	0.006	1		
33	HD 108120	12 22 52	-63 20 57	300.07	-0.90	A0/I V	9.215	0.263	0.206	2.862	0.007	2		
36	HD 108172	12 23 7	-65 26 33	300.31	-2.98	B4 (V)	9.274	0.054	-0.447	2.660	0.011	2		
38	HD 108222	12 23 34	-64 44 38	300.29	-2.28	B8/9 II/III	9.733	0.093	-0.390	2.796	0.027	1 *		
45	HD 108296	12 24 11	-65 32 38	300.43	-3.07	B9.5 V	9.724	0.240	0.125	2.912	0.001	2		
47	HD 108329	12 24 22	-65 44 36	300.47	-3.26	B5 V	8.532	0.239	-0.303	2.716	0.001	2		
48	HD 108330	12 24 26	-65 58 37	300.50	-3.50	B9 V	9.796	0.268	0.081	2.792	0.002	2		
51	HD 108355	12 24 36	-63 30 45	300.28	-1.04	B8 IV	6.023	0.075	-0.290	2.722	0.006	2		
53	HD 108398	12 24 47	-63 56 47	300.34	-1.47	B9/0 III/IV	9.217	0.117	-0.029	2.745	0.013	2		
54	HD 108397	12 24 49	-63 17 38	300.29	-0.82	A0/3 V	9.600	0.233	0.177	2.874	0.036	2		
56	HD 108418	12 24 56	-64 18 4	300.39	-1.82	B5 (V)n	9.360	0.272	-0.271	2.661	0.014	2		
57	HD 108417	12 24 57	-63 36 28	300.33	-1.13	A1 V	8.883	0.255	0.162	2.882	0.004	2		
59	HD 108501	12 25 29	-63 3 52	300.43	-1.58	A0 V	6.045	0.026	-0.041	2.863	0.005	2		
62	HD 108531	12 25 37	-61 47 56	300.24	0.68	B6 V	8.223	0.034	-0.243	2.603	0.017	2 *		
64	HD 108610	12 26 6	-61 35 41	300.28	0.88	B3 IV/V	6.933	-0.059	-0.548	2.674	0.022	2		
65	HD 108608	12 26 8	-60 39 14	300.20	1.82	B9 III/IV	9.409	-0.065	-0.449	2.861	0.019	1		
66	HD 108609	12 26 10	-60 49 37	300.22	1.65	B3 III/V	9.805	0.133	-0.532	2.598	0.026	1		
67	HD 108627	12 26 13	-60 59 23	300.24	1.49	A0 V	9.550	0.144	0.095	2.875	0.012	1		
69	HD 108639	12 26 21	-60 31 43	300.22	1.95	B1 III	7.816	0.098	-0.814	2.565	0.012	1		
71	HD 108671	12 26 46	-66 19 20	300.77	-3.82	F0/2 V	9.262	0.423	0.010	2.655	0.021	2		
72	DM -64, 1943	12 27 4	-64 32 7	300.64	-2.04	F5 Iab (B)	8.297	0.829	0.725	2.717	0.016	1 *		
74	HD 108750	12 27 14	-61 10 46	300.38	1.31	A0 V	8.385	0.317	0.061	2.749	0.011	2		
76	HD 108804	12 27 42	-61 32 30	300.46	0.95	F2 V	8.359	0.436	0.128	2.707	0.032	2		
77	HD 108813	12 27 48	-61 7 21	300.44	1.37	F5 V	8.534	0.504	-0.017	2.643	0.009	2		
78	HD 108870	12 28 12	-62 28 36	300.60	0.03	F3/5	9.588	0.548	0.073	2.664	0.039	2		
79	HD 108869	12 28 12	-61 2 53	300.48	1.45	A1/2 V	9.369	0.274	0.180	2.864	0.017	2		
80	DM -64, 1950	12 28 15	-65 22 50	300.84	-2.87	F8 (HD)	9.646	0.633	0.190	2.644	0.027	3		
81	DM -65, 1887	12 28 15	-66 15 36	300.91	-3.74	A0 (HD)	10.395	0.242	0.183	2.862	0.019	2		
82	HD 108904	12 28 23	-61 37 57	300.55	0.67	F6 V	7.994	0.496	0.020	2.621	0.003	2		

NR	IDENT	ALPHA	1950.0	DELTA	l	b	SPEKTRALTYP	V	B-V	U-B	H-BETA	σ	N	K
1	2	h	m	s	o	o	(Lit)	5	6	7	8	9		
83	HD	108505	12 28 24	-62 23 36	300.62	0.11	F5 IV/V	9.636	0.514	0.025	2.644	0.005	3	
84	HD	108506	12 28 30	-66 6 42	300.92	-3.59	A0 V	9.763	0.173	0.051	2.653	0.025	2	
85	HD	108539	12 28 42	-60 36 32	300.51	1.89	B8 III	8.077	0.003	-0.265	2.725	0.008	2	
86	DM	-60.4095	12 28 54	-60 45 46	300.55	1.74	B8 (HD)	9.628	0.093	-0.619	2.621	0.024	1	
87	HD	108569	12 28 55	-61 4 31	300.57	1.43	B6/7 IV	8.916	0.030	-0.398	2.653	0.006	2	
88	HD	108583	12 28 60	-61 56 35	300.65	0.57	A1 IV/V	9.662	0.252	0.208	2.698	0.011	2	
89	HD	108599	12 29 4	-61 33 3	300.63	0.95	B9 IV/V	9.266	0.010	-0.202	2.736	0.011	2	
90	HD	109000	12 29 5	-63 13 49	300.76	-0.72	B8 III	5.963	0.262	0.134	2.800	0.025	2	
91	HD	109047	12 29 24	-62 13 23	300.72	0.29	A1 V	9.472	0.264	0.214	2.698	0.026	2	
92	HD	109065	12 29 27	-61 27 10	300.67	1.06	A1 Vn	8.164	0.138	0.112	2.857	0.029	2	
93	HD	109080	12 29 36	-61 41 35	300.70	0.82	A0 IV	9.722	0.243	0.280	2.840	0.047	2	*
94	HD	109102	12 29 48	-62 26 34	300.89	0.07	B9/A0 (V)	10.044	0.259	0.160	2.951	0.011	2	
95	HD	109103	12 29 49	-63 56 35	300.89	-1.42	B3/5 (III)	10.065	0.212	-0.531	2.670	0.028	1	
96	HD	109114	12 29 53	-60 35 35	300.65	1.92	A0 V	9.856	0.121	0.081	2.905	0.014	2	
97	HD	109124	12 29 59	-61 35 58	300.74	0.52	B6/9 (III)	8.992	0.176	0.050	2.745	0.001	2	
99	HD	109137	12 30 6	-61 50 36	300.77	0.68	B5.5 V	9.829	0.168	0.123	2.895	0.002	3	
101	HD	109182	12 30 31	-62 45 34	300.89	-0.24	B5 (V)	10.142	0.093	-0.447	2.700	0.095	2	
102	HD	109199	12 30 39	-65 50 28	301.12	-3.31	B3/4 IV	7.686	0.094	-0.527	2.666	0.013	2	
103	HD	109243	12 30 55	-62 51 34	300.94	-0.33	B8/9 V	10.163	0.168	-0.114	2.768	0.035	2	
104	HD	109266	12 31 5	-61 29 46	300.86	1.03	B6 V	8.971	-0.005	-0.399	2.690	0.004	2	
105	HD	109253	12 31 5	-64 6 5	301.04	-1.57	B8 II/III	9.604	0.172	-0.311	2.679	0.023	1	
106	HD	109314	12 31 25	-60 54 50	300.86	1.61	B5 (HD)	9.542	0.136	-0.734	2.544	0.020	1	
108	HD	109476	12 32 38	-62 4 34	301.09	0.46	A0 V	9.762	0.102	0.018	2.822	0.016	2	
109	HD	109475	12 32 38	-61 27 55	301.05	1.07	F2/3 (III)	6.617	0.460	0.044	2.642	0.019	3	
110	HD	109477	12 32 40	-62 50 0	301.14	-0.29	B9 V	9.423	0.205	0.117	2.878	0.030	2	
111	HD	109483	12 32 42	-62 35 51	301.13	-0.06	B9 III	9.849	0.098	-0.292	2.736	0.031	1	
112	HD	109478	12 32 44	-65 0 10	301.28	-2.46	F0 IV	8.963	0.362	0.036	2.691	0.021	2	
113	HD	109504	12 32 47	-61 13 36	301.05	1.31	B8/9 V	9.274	0.064	-0.270	2.739	0.023	2	
114	HD	109505	12 32 54	-61 17 52	301.07	1.24	B2 II	8.005	0.226	-0.675	2.561	0.013	1	
115	HD	109517	12 32 56	-61 33 56	301.09	0.99	B9 V	8.724	0.116	0.062	2.853	0.036	2	
116	HD	109528	12 33 2	-62 12 33	301.14	0.33	A0 III/IV	10.323	0.206	0.005	2.831	0.034	2	
117	HD	109550	12 33 14	-62 34 8	301.19	-0.02	B9 II	8.801	0.103	-0.269	2.750	0.016	1	
118	HD	109563	12 33 23	-66 53 45	301.47	-4.34	B9 IV	7.265	-0.029	-0.108	2.850	0.016	2	
119	HD	109595	12 33 32	-61 51 34	301.18	0.69	A1 IV/V	10.120	0.229	0.217	2.852	0.037	2	
120	HD	109614	12 33 44	-66 56 20	301.50	-4.38	B6 IV/V	8.570	-0.002	-0.341	2.749	0.011	2	
121	DM	-65.1817	12 33 48	-65 47 7	301.44	-3.23	B5 (HD)	9.568	0.145	-0.668	2.621	0.024	2	
122	HD	109623	12 33 48	-66 50 32	301.50	-4.29	B9/A0 V	9.704	0.025	-0.136	2.797	0.055	2	
123	HD	109644	12 33 53	-62 37 41	301.26	-0.08	A0 IV	8.694	0.175	0.130	2.797	0.011	2	
124	HD	109678	12 34 10	-62 23 13	301.28	0.16	B8 IV/V	9.478	0.241	0.071	2.761	0.018	2	
126	HD	109801	12 35 19	-55 33 36	301.58	-3.00	A8 V	8.436	0.403	0.044	2.730	0.026	2	

PROGRAMMSTERNE

SEITE 3

NR	IDNT	ALPHA 1950.0	DELTA	l	b	SPEKTRALTYP	V	B-V	U-B	HBETA	σ	N	K
1	2	h m s	d' "	o	4	(Lit)	5	6	7	8	9		
129	HD	109810	12 35 22	-61 31 52	301.36	1.03	B8/9 I I I I I	9.863	0.101	-0.229	2.816	0.029	1
131	HD	109811	12 35 24	-65 4 17	301.57	-2.51	F0 V	9.159	0.434	-0.002	2.650	0.004	2
134	DM	-64.1975	-64 51 46	301.61	-2.30	B8 (HD)	10.524	0.629	-0.045	2.583	0.042	2	2
135	HD	109891	12 36 6	-62 15 18	301.57	0.31	B0 V	8.631	0.244	-0.167	2.846	0.021	2
136	HD	109937	12 36 24	-63 5 12	301.57	-2.30	B2/3 III	9.423	0.404	-0.392	2.608	0.002	2
138	DM	-64.1976	-64 52 19	301.69	-2.30	B0 (HD)	10.864	0.656	-0.362	2.544	0.004	2	2
139	HD	109977	12 36 40	-61 59 31	301.55	0.57	B7/9	10.282	0.227	-0.321	2.678	0.031	2
141	HD	109993	12 36 51	-66 45 59	301.80	-4.19	B8 V	8.158	0.116	-0.153	2.750	0.011	2
142	HD	110020	12 36 57	-66 14 12	301.78	-3.67	B8 V	8.252	-0.055	-0.196	2.835	0.017	2 *
143	HD	110039	12 37 4	-61 20 31	301.57	1.22	B9 (HD)	10.171	0.246	0.118	2.796	0.012	2
144	HD	110062	12 37 13	-63 10 45	301.57	-0.61	B9 V	8.913	0.294	0.177	2.873	0.014	3
145	HD	110079	12 37 23	-65 35 16	301.80	-3.01	B9 V	9.152	0.148	-0.060	2.647	0.011	2
146	HD	110102	12 37 28	-63 0 30	301.69	-0.44	B(9)	10.205	0.553	0.326	2.833	0.046	2
147	HD	110103	12 37 30	-64 21 30	301.76	-1.79	B2/3 V	10.237	0.507	0.332	2.676	0.017	2
148	HD	110117	12 37 37	-61 43 14	301.65	0.65	B9 IV	9.433	0.291	-0.074	2.769	0.043	2
149	HD	110151	12 37 48	-60 38 20	301.63	1.93	B9.5 IV	8.720	0.140	0.021	2.739	0.029	2
150	HD	110163	12 37 57	-61 42 57	301.59	0.86	B9 III	9.054	0.249	0.018	2.780	0.035	2
152	HD	110231	12 38 22	-60 40 30	301.70	1.90	B9 (HD)	9.848	0.104	-0.021	2.860	0.029	4
153	HD	110232	12 38 22	-60 47 30	301.70	1.78	B8/9 II I I I I	10.177	0.099	-0.288	2.660	0.031	1
154	HD	110245	12 38 33	-66 41 46	301.96	-4.12	F9/50 III	8.366	0.729	0.442	2.698	0.048	2
157	HD	110310	12 38 54	-64 27 18	301.91	-1.88	F0/2 IV	7.368	0.443	0.105	2.696	0.016	2
158	DM	-62.2888	-62 43 11	301.50	-0.14	B (HD)	9.680	0.178	-0.347	2.698	0.023	2	2
159	HD	110373	12 39 27	-62 41 58	301.91	-0.12	B7/9	9.609	0.131	-0.414	2.638	0.009	2
161	HD	110390	12 39 32	-60 44 41	301.84	1.83	B1 V	7.192	0.165	0.106	2.844	0.014	2
162	HD	110434	12 39 49	-66 11 2	302.07	-3.60	B8/9 III	7.576	-0.018	-0.510	2.681	0.006	2
163	HD	110432	12 39 53	-62 47 6	301.96	-0.20	O/Be	5.296	0.250	-0.806	2.323	0.004	2
164	HD	110433	12 39 55	-62 54 41	301.97	-0.33	B2/3 IV/V	9.064	0.249	-0.315	2.666	0.015	2
165	HD	110449	12 39 56	-60 42 7	301.89	1.88	B2 III	9.362	0.129	-0.624	2.617	0.020	2
166	HD	110477	12 40 9	-60 52 28	301.92	1.71	F3 IV/V	7.760	0.430	-0.002	2.679	0.006	2
167	HD	110498	12 40 17	-61 22 29	301.96	1.21	B0.5 III (J)	9.685	0.506	-0.484	2.566	0.025	1
168	HD	110509	12 40 25	-66 20 54	302.14	-3.76	B9.5 V	9.397	0.072	-0.050	2.899	0.046	2
169	HD	110610	12 41 9	-63 56 16	302.14	-1.35	A9 IV/V	8.580	0.440	0.183	2.713	0.011	2
170	HD	110625	12 41 12	-62 12 28	302.09	0.38	B8/9 (III)	9.805	0.360	-0.138	2.686	0.028	2
172	HD	110640	12 41 23	-61 15 6	302.08	1.33	B1 V	9.018	0.274	0.208	2.893	0.023	2
173	HD	110680	12 41 26	-63 46 28	302.16	-1.19	B3/5	9.930	0.530	-0.516	2.623	0.059	2
174	HD	110715	12 41 48	-64 41 27	302.23	-2.10	B9 V	8.551	0.402	0.213	2.812	0.036	3 *
175	HD	110736	12 41 53	-62 41 51	302.16	-0.11	B6 V	9.515	0.213	-0.325	2.672	0.011	2
176	HD	110734	12 41 54	-61 26 28	302.25	1.11	B8/9 III	10.263	0.210	-0.060	2.739	0.037	2
177	HD	110737	12 41 57	-65 2 45	302.26	-2.46	B9.5 V	8.469	0.400	0.170	2.824	0.010	2
179	HD	110773	12 42 9	-64 36 27	302.27	-2.05	B9 III	9.664	0.340	0.019	2.681	0.017	2

NR	IDENT	ALPHA	DELTA	l	b	SPEKTRALTYP	V	B-V	U-B	HBETA	σ	N	K
1	2	h m s	° ' "	°	'	(lit)		6		7		8	9
182	HD	110800	12 42 19	-65 10 54	-2.59	B9.5 V	9.035	0.351	0.239	2.861	0.015	2	
183	HD	110811	12 42 24	-61 30 27	-2.21	A1 V	9.997	0.419	0.322	2.839	0.018	2	
184	DM	-64.1996	12 42 30	-65 9 26	-3.02	A0 (HD)	10.068	0.369	0.326	2.863	0.055	2	*
185	HD	110821	12 42 34	-60 43 23	-3.02	B8 V	9.658	0.135	-0.274	2.740	0.064	2	
186	HD	110830	12 42 37	-61 54 27	-3.02	F2/3 IV/V	9.726	0.641	0.220	2.704	0.018	2	
188	HD	110831	12 42 44	-66 5 22	-3.50	A0 V	9.511	0.104	0.058	2.908	0.001	2	
189	HD	110865	12 42 56	-62 25 27	-3.02	A1/2 IV/V	10.064	0.541	0.475	2.902	0.002	2	
191	HD	110925	12 43 23	-60 33 57	-3.03	F2 IV/V	8.289	0.564	0.250	2.706	0.003	2	
192	HD	110946	12 43 27	-64 38 41	-3.02	B1 III	9.109	0.265	-0.506	2.578	0.020	1	*
193	HD	110960	12 43 32	-62 4 26	-3.02	A1/2 V	10.185	0.532	0.474	2.827	0.067	2	
194	HD	110975	12 43 37	-62 52 19	-3.02	B7 III	9.806	0.267	-0.293	2.697	0.026	1	
197	HD	111003	12 43 58	-64 45 26	-3.02	B3/5 II/III	9.917	0.337	-0.480	2.588	0.029	1	
198	DM	-64.2000	12 44 6	-65 22 41	-2.78	B8 (HD)	10.131	0.111	-0.669	2.587	0.026	1	
199	HD	111024	12 44 7	-62 48 46	-3.02	B5 III	9.013	0.220	-0.194	2.691	0.025	3	
200	HD	111025	12 44 9	-65 12 50	-2.62	B8 V	9.579	0.164	-0.052	2.723	0.012	2	
201	HD	111037	12 44 14	-60 57 2	-1.64	F0 V	8.775	0.381	0.011	2.675	0.010	2	
203	HD	111054	12 44 27	-62 16 16	-3.02	B7 III/V	9.680	0.395	0.015	2.655	0.044	2	*
204	HD	111078	12 44 34	-64 23 25	-3.02	A0 V	9.711	0.354	0.308	2.873	0.054	2	
205	HD	111091	12 44 39	-62 41 26	-3.02	A2 (V)	10.401	0.294	0.244	2.890	0.013	2	
206	HD	111092	12 44 42	-65 21 26	-3.02	B8/9 IV	9.683	0.115	-0.189	2.787	0.013	2	
207	HD	111125	12 44 47	-62 49 24	-3.02	A3 V	9.649	0.134	-0.397	2.692	0.028	2	*
208	HD	111107	12 44 47	-64 28 26	-3.02	B2/3	10.126	0.180	-0.507	2.568	0.031	1	*
209	HD	111124	12 44 51	-62 43 23	-3.02	B1/3 (I)e	9.394	0.660	-0.422	2.451	0.020	1	*
210	HD	111150	12 44 57	-63 10 25	-3.02	A3/5 V	10.166	0.496	0.371	2.823	0.056	2	
211	HD	111151	12 44 59	-64 34 25	-3.02	B8 (IV)	10.073	0.305	0.045	2.821	0.003	2	
212	HD	111174	12 45 10	-62 45 58	-3.02	A3 V	8.112	0.398	0.337	2.863	0.008	2	
213	HD	111175	12 45 10	-63 23 25	-3.02	A0/1 V	10.643	0.459	0.320	2.904	0.045	2	
218	HD	111237	12 45 41	-64 29 25	-3.02	B8 V	10.215	0.284	0.043	2.728	0.014	2	
222	HD	111303	12 46 9	-60 47 40	-3.02	F0 IV	9.036	0.530	0.301	2.728	0.013	2	
223	HD	111343	12 46 25	-63 55 50	-3.02	A2 III	9.218	0.852	0.686	2.727	0.023	2	
224	HD	111365	12 46 30	-62 15 34	-3.02	B2/5	10.292	0.264	-0.377	2.633	0.035	1	*
225	HD	111364	12 46 32	-60 58 24	-3.02	A1/2 V	10.344	0.294	0.245	2.843	0.017	2	
227	HD	111393	12 46 49	-66 15 18	-3.66	B6 IV	9.087	0.115	-0.269	2.691	0.021	2	
228	HD	111409	12 46 52	-64 20 30	-3.02	B9.5 IV	7.816	0.189	0.101	2.790	0.005	3	*
229	DM	-63.2421	12 46 54	-63 34 5	-3.02	A0 (HD)	10.397	0.464	0.129	2.725	0.053	2	
232	HD	111465	12 47 17	-63 54 24	-1.31	A6/8 (V)	10.202	0.457	0.347	2.810	0.039	2	
236	HD	111557	12 47 52	-62 43 16	-3.02	F4 IV/V	9.687	0.549	0.122	2.700	0.041	1	*
238	HD	111580	12 48 8	-64 38 55	-3.02	F5 V	9.027	0.506	0.025	2.625	0.011	2	
239	HD	111589	12 48 11	-62 7 17	-3.02	B9/A0 V	9.929	0.269	0.051	2.875	0.031	2	
244	HD	111687	12 48 48	-60 48 25	-3.02	B8 III	9.201	0.047	-0.316	2.729	0.014	2	

PROGRAMMSTERNE

SEITE 5

NR	IDENT	ALPHA	1950.0	DELTA	l	b	SPEKTRALTYP	V	B-V	U-B	HBETA	σ	NK
1	2	h m s	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
246	HD	111674	12 48 52	-64 24 15	302.98	-1.80	B5/7 V	8.801	0.259	0.093	2.816	0.005	2
247	HD	111674	12 48 53	-62 52 22	302.98	-1.80	B6/9 II/III	9.900	0.610	-0.038	2.694	0.030	1
248	HD	111741	12 49 17	-62 24 21	303.02	-0.13	AO (HD)	10.591	0.316	0.048	2.888	0.025	2
249	HD	111779	12 49 33	-62 46 56	303.06	-1.16	B5/7 V	9.713	0.455	-0.096	2.767	0.026	2
250	HD	111827	12 49 45	-64 32 44	303.06	-1.95	B5 III	8.337	0.170	-0.262	2.710	0.030	2
252	HD	111826	12 49 51	-63 8 51	303.10	-0.46	AO V	9.400	0.349	0.251	2.915	0.027	1
253	DM	-63 2441	12 50 3	-64 8 17	303.11	-1.54	F8 (HD)	9.413	0.622	0.183	2.603	0.024	1
254	HD	111674	12 50 6	-64 31 21	303.12	-1.52	B8 III/IV	9.124	0.175	-0.013	2.733	0.021	1
256	HD	111935	12 50 49	-63 28 20	303.19	-0.67	A2/3 V	10.348	0.497	0.348	2.838	0.027	1
257	HD	111991	12 50 59	-61 30 1	303.24	-1.10	A2 IV	9.143	0.473	0.422	2.889	0.013	2
258	HD	111992	12 51 4	-62 53 43	303.24	-0.30	A1 V	8.559	0.533	0.446	2.863	0.026	2
259	DM	-62 2955	12 51 5	-62 40 27	303.24	-0.08	AO (HD)	10.572	0.353	-0.221	2.649	0.032	1
260	HD	112019	12 51 12	-62 22 20	303.26	0.23	B9	10.330	0.358	0.075	2.934	0.030	1
262	HD	112026	12 51 17	-60 37 23	303.28	-1.98	BO/1 IV	8.675	0.023	-0.820	2.572	0.014	1
263	HD	112045	12 51 22	-61 31 55	303.28	-1.07	A1 I/V	9.568	0.457	0.259	2.891	0.029	1
264	HD	112057	12 51 29	-61 33 20	303.30	-1.04	AO/1 V	10.172	0.257	-0.020	2.726	0.030	1
265	HD	112109	12 51 59	-63 22 12	303.33	-0.77	F0 V	8.061	0.342	0.023	2.712	0.012	1
266	HD	112123	12 51 60	-62 17 16	303.35	-0.31	AO/1 V	7.735	0.082	0.056	2.859	0.012	1
267	HD	112159	12 52 25	-62 51 19	303.39	-0.26	F2 V	9.619	0.465	-0.033	2.611	0.020	1
268	HD	112170	12 52 27	-64 5 19	303.36	-1.49	B9 V	9.976	0.322	0.038	2.798	0.028	1
269	HD	112195	12 52 39	-63 20 52	303.41	-0.75	B9 V	9.092	0.198	0.029	2.816	0.002	2
270	HD	112225	12 52 56	-60 38 45	303.48	-1.95	A8 V	8.003	0.305	0.106	2.782	0.009	2
273	HD	112295	12 53 30	-61 3 54	303.54	1.53	B6/9 II/III	9.481	0.627	0.213	2.724	0.020	1
277	HD	112485	12 54 49	-60 32 44	303.72	2.05	B1/3 (III)	9.492	0.077	-0.682	2.626	0.020	1 *
278	DM	-60.4371	12 54 56	-60 43 46	303.73	1.86	B8 (HD)	9.293	0.227	-0.647	2.640	0.019	1
280	HD	112536	12 55 16	-60 44 50	303.77	1.84	B7/8 V	10.016	0.234	-0.053	2.738	0.025	1
281	HD	112527	12 55 21	-64 8 13	303.69	-1.55	B9 IV	9.256	0.163	-0.226	2.708	0.019	1
282	HD	112537	12 55 29	-64 57 27	303.69	-2.37	A1 V	9.753	0.279	0.252	2.850	0.025	1
283	HD	112607	12 55 54	-63 22 16	303.77	-0.78	B7/8 III	8.087	0.173	-0.215	2.886	0.005	2 *
284	HD	112637	12 56 9	-63 2 6	303.81	-0.45	B2 III	9.615	0.347	-0.271	2.668	0.021	1
285	HD	112661	12 56 14	-62 1 15	303.85	0.57	BO/1 III/IV	9.174	0.535	-0.320	2.633	0.017	1
286	HD	112662	12 56 31	-63 54 15	303.80	-1.32	AO (HD)	9.730	0.680	0.251	2.800	0.026	1
287	HD	112703	12 56 7	-64 6 5	303.82	-1.51	F5 V	7.636	0.489	-0.011	2.638	0.011	1
289	HD	112785	12 57 3	-62 9 14	303.94	0.43	B8 (HD)	9.680	0.484	-0.473	2.618	0.022	1
290	HD	112786	12 57 11	-64 20 53	303.89	-1.76	B9 V	9.529	0.194	-0.140	2.650	0.021	1
291	HD	112812	12 57 15	-62 12 15	303.96	0.38	A1/2 V	10.057	0.457	0.367	2.878	0.034	1
292	HD	112853	12 57 34	-60 35 27	304.05	-1.99	AO III	9.572	0.171	0.049	2.775	0.023	1
294	HD	112954	12 58 16	-62 39 24	304.06	-0.08	B9 IV	8.368	0.494	0.259	2.740	0.001	2
295	HD	113014	12 58 42	-61 54 44	304.14	0.67	B2 III	9.053	0.315	-0.546	2.584	0.016	1
296	HD	113034	12 58 45	-61 34 13	304.16	1.01	BO/1 (III)	9.217	1.038	0.030	2.631	0.020	1 *

NR	IDENT	ALPHA 1950.0	DELTA	l	b	SPEKTRALTYP	V	B-V	U-B	HBETA	σ	N	K
1	2	h	m	s	o	4	5	6	7	8	9		
297	HD	113016	12 58 46	-64 21 30	304.06	-1.78	B1/2 III/V	9.134	0.182	-0.645	2.567	0.016	1 *
299	HD	113152	12 59 38	-61 3 47	304.29	-1.51	F2 V	7.840	0.414	-0.025	2.664	0.011	1
300	HD	113164	12 59 42	-63 48 12	304.18	-1.23	A1/2 V	10.479	0.370	0.244	2.973	0.035	1
302	HD	113191	12 59 51	-64 30 59	304.17	-1.34	A9 IV	8.911	0.444	0.217	2.753	0.016	1
303	HD	113200	13 0 1	-63 51 11	304.21	-1.28	A2/3 V	9.707	0.396	0.267	2.861	0.023	1
304	HD	113238	13 0 16	-62 1 11	304.32	0.55	B6/9 V	10.228	0.270	0.144	2.850	0.028	1
305	HD	113239	13 0 19	-63 42 11	304.25	-1.13	B9/A0 V	10.230	0.215	-0.016	2.787	0.025	1
306	HD	113281	13 0 39	-63 25 15	304.30	-0.85	B9 IV	9.225	0.283	0.110	2.785	0.032	2
307	HD	113348	13 0 59	-61 11 38	304.44	1.37	F5 V	9.183	0.509	0.233	2.732	0.019	1
308	HD	113401	13 1 23	-62 7 9	304.45	0.45	B3 (HD)	10.393	0.539	0.080	2.786	0.031	1 *
312	HD	113457	13 1 51	-64 10 25	304.40	-1.61	A0 V	6.647	0.003	-0.043	2.900	0.010	1
313	HD	113511	13 2 9	-63 46 59	304.45	-1.22	B0 IV/V	9.063	0.463	-0.538	2.566	0.017	1
314	HD	113541	13 2 25	-63 6 9	304.52	-0.54	B8/9 III	9.766	0.485	-0.275	2.724	0.027	1
317	HD	113558	13 3 11	-60 52 33	304.73	1.68	B9 III	9.809	0.146	-0.143	2.775	0.023	1
319	HD	113669	13 3 25	-64 17 34	304.56	-1.74	B9 V	9.164	0.427	-0.128	2.698	0.019	1
320	HD	113690	13 3 29	-64 42 0	304.55	-2.14	B8/9 V	9.150	0.067	-0.124	2.774	0.018	1
321	HD	113708	13 3 34	-64 56 47	304.54	-2.39	B1/2 III (n)	8.153	-0.028	-0.874	2.598	0.005	2 *
322	HD	113726	13 3 41	-61 50 37	304.73	0.71	F5 V	8.693	0.480	-0.015	2.622	0.015	1
323	HD	113742	13 3 45	-61 40 36	304.75	0.87	B1/2 (III)	9.167	0.364	-0.504	2.604	0.019	1
325	HD	113755	13 3 50	-63 20 7	304.66	-0.76	B3/6 III/V	9.795	0.538	-0.353	2.801	0.031	1
326	HD	113795	13 4 8	-63 30 7	304.69	-0.95	A1 V	9.758	0.306	0.145	2.835	0.026	1
327	DM	-61.3462	13 4 23	-62 6 16	304.80	0.44	B0 (HD)	9.187	0.531	-0.437	2.582	0.018	1
330	HD	113860	13 4 32	-63 44 42	304.72	-1.20	F0 V	9.073	0.468	0.156	2.737	0.017	1
331	HD	113955	13 5 9	-63 49 6	304.78	-1.27	B9 IV	10.077	0.156	-0.038	2.666	0.031	1
332	DM	-61.3469	13 5 12	-61 54 42	304.91	0.63	B5 (HD)	9.846	0.304	-0.594	2.586	0.025	1
333	HD	113959	13 5 18	-60 58 36	304.98	1.56	B2/3 IV	8.801	0.020	-0.495	2.666	0.014	1
334	HD	113979	13 5 21	-63 14 5	304.84	-0.69	A2 (HD)	10.076	0.590	0.374	2.772	0.031	1
336	HD	113991	13 5 23	-60 40 0	305.01	1.87	B3 III	9.390	0.251	-0.540	2.634	0.019	1
337	HD	114012	13 5 29	-62 56 42	304.87	-0.40	A0 V	9.089	0.496	0.356	2.838	0.018	1
338	HD	113992	13 5 31	-64 31 5	304.78	-1.97	B9 III	9.318	0.033	-0.116	2.704	0.021	1
340	HD	114034	13 5 45	-63 4 6	304.90	-0.53	B9 II/III	10.203	0.208	-0.166	2.699	0.033	1
341	HD	114044	13 5 55	-64 38 48	304.81	-2.11	B5 V	9.629	0.044	-0.445	2.673	0.022	1
343	HD	114141	13 6 39	-62 43 4	305.02	-0.19	A5/V	9.637	0.487	0.433	2.917	0.027	1 *
344	HD	114157	13 6 46	-64 17 40	304.93	-1.76	B7/8 V	9.200	0.263	0.256	2.857	0.022	1 *
345	HD	114169	13 6 54	-64 59 55	304.89	-2.46	B1/2 III	9.621	-0.027	-0.829	2.593	0.027	1
346	HD	114187	13 6 60	-64 32 3	304.93	-2.00	B6/8 (III)	10.060	0.080	-0.409	2.754	0.034	1
349	HD	114214	13 7 8	-62 25 3	305.10	0.11	F0 V	9.311	0.710	0.416	2.778	0.021	1
351	HD	114252	13 7 19	-61 34 1	305.18	0.96	F0 V	8.627	0.370	0.037	2.703	0.015	1
353	HD	114263	13 7 29	-64 15 36	305.01	-1.73	B8 Vn	8.360	-0.001	-0.236	2.731	0.015	1
354	HD	114277	13 7 29	-62 45 34	305.11	-0.24	B6/9 V	9.813	0.319	0.078	2.789	0.028	1

NR	IDENT	ALPHA h m s	DELTA ° ' "	l	b	o	4	SPEKTRAL TYP (Lit)	V	B-V	U-B	HBETA	sigma	NK
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
355	HD	114278	13 7 34	-63 19	3	305.06	-0.79	AO/1 V	10.255	0.304	0.224	3.014	0.035	1 *
356	HD	114279	13 7 36	-64 28	3	305.00	-1.34	AO (HD)	10.295	0.105	-0.066	2.637	0.041	1
357	DM	-63-2569	13 7 40	-64 16	26	305.02	-1.75	B6 (HD)	10.045	0.200	-0.574	2.610	0.031	1
358	HD	114319	13 7 48	-61 49	19	305.22	0.70	B6/2 IV/V	8.233	0.408	0.010	2.650	0.013	1
359	HD	114318	13 7 50	-61 6	45	305.27	1.40	B9/BO III	10.108	0.153	-0.115	2.724	0.027	1
360	HD	114321	13 7 51	-64 4	5	305.06	-1.54	AO V	8.888	0.169	0.139	2.903	0.022	1
362	HD	114320	13 7 53	-63 33	2	305.10	-1.03	B9.5 V	10.114	0.165	-0.023	2.924	0.036	1
363	HD	114317	13 7 53	-60 41	36	305.31	1.82	B9 III	9.804	0.069	-0.254	2.753	0.024	1
365	HD	114369	13 8 12	-64 21	2	305.08	-1.83	AO (HD)	10.244	0.065	-0.248	2.664	0.033	1
367	HD	114425	13 8 30	-64 16	1	305.11	-1.78	AS V	9.559	0.257	0.212	2.860	0.027	1
368	HD	114460	13 8 35	-62 1	57	305.29	0.48	B6 (HD)	9.577	0.150	-0.197	2.741	0.020	2
369	HD	114461	13 8 40	-63 2	16	305.23	-0.52	A8 II/III	6.326	0.408	0.378	2.795	0.058	1 *
372	HD	114459	13 8 52	-61 19	31	305.38	1.16	A7 IV/V	9.668	0.185	-0.133	2.678	0.020	1
373	HD	114490	13 8 53	-63 41	4	305.20	-1.17	B9 IV	9.934	0.089	-0.061	2.831	0.031	1
377	HD	114569	13 9 24	-61 45	48	305.41	0.74	F7 V	9.116	0.538	0.058	2.612	0.017	1
379	HD	114603	13 9 30	-61 11	58	305.47	1.30	B9.5 V	9.000	0.148	-0.079	2.619	0.017	1
380	HD	114620	13 9 39	-61 16	47	305.48	1.22	AO/0 III/IV	7.292	0.360	0.119	2.746	0.010	1
381	DM	-60-4525	13 9 50	-61 0	31	305.52	1.49	AO (HD)	9.782	0.165	-0.085	2.722	0.023	1
382	HD	114653	13 9 53	-63 20	36	305.34	-0.84	B8 III	8.615	0.160	-0.081	2.759	0.014	1
383	HD	114654	13 9 56	-64 51	59	305.22	-2.36	B1 V	9.887	0.140	0.123	2.692	0.029	1 *
385	HD	114671	13 10 0	-63 44	0	305.32	-1.23	B4 III	10.238	0.093	-0.471	2.604	0.032	1
386	DM	-60-4528	13 10 1	-60 49	27	305.56	1.67	B1 III (B)	8.782	0.204	-0.561	2.787	0.016	1
387	HD	114670	13 10 2	-63 2	7	305.38	-0.53	AS V	9.203	0.443	0.220	2.787	0.019	1
388	HD	114685	13 10 5	-63 7	0	305.38	-0.61	AO V	9.250	0.232	0.240	2.637	0.020	1
389	HD	114698	13 10 12	-63 49	59	305.34	-1.33	B9/AO V	10.420	0.105	0.042	2.916	0.037	1
390	HD	114718	13 10 21	-62 50	16	305.43	-0.34	B9 III/IV	8.439	0.173	-0.056	2.774	0.013	1
391	HD	114735	13 10 23	-61 26	46	305.55	1.05	B9 III	9.413	0.206	-0.017	2.750	0.020	1
392	HD	114719	13 10 24	-63 25	9	305.39	-0.92	R2/3 III	9.788	0.275	0.158	2.603	0.023	1
393	HD	114720	13 10 24	-63 53	0	305.35	-1.38	B8 V	9.585	0.091	-0.180	2.725	0.024	1
394	HD	114737	13 10 30	-63 19	19	305.41	-0.82	O9 (III)e	8.005	0.161	-0.786	2.567	0.012	1
395	HD	114738	13 10 30	-64 2	54	305.35	-1.55	A1 V	7.817	0.160	0.156	2.676	0.013	1
396	HD	114739	13 10 36	-64 46	7	305.30	-2.26	F0 IV	8.467	0.399	0.198	2.761	0.019	1
397	HD	114757	13 10 37	-63 19	18	305.42	-0.62	B6/8 V(e)	9.252	0.181	-0.322	2.659	0.020	1 *
398	HD	114752	13 10 44	-64 36	51	305.33	-2.11	B9 IV	9.004	0.081	-0.160	2.761	0.020	1
399	HD	114752	13 10 48	-62 23	22	305.52	0.10	F5/6 Ib	8.632	0.917	0.672	2.663	0.009	1
402	HD	114817	13 11 4	-61 52	59	305.60	0.61	B9 V	10.029	0.130	-0.240	2.650	0.026	1
403	HD	114816	13 11 7	-64 3	58	305.42	-1.57	B3/5 (III)	10.021	0.357	-0.342	2.586	0.035	1 *
404	HD	114856	13 11 23	-64 27	55	305.41	-1.97	B8 III	9.225	0.069	-0.202	2.750	0.021	1
406	DM	-60-4545	13 11 31	-60 50	34	305.74	1.64	B9 (HD)	9.633	0.160	-0.388	2.675	0.021	1
407	HD	114903	13 11 37	-61 45	58	305.67	0.72	B8/9 V	9.565	0.154	-0.040	2.844	0.022	1 *
410	HD	114928	13 11 49	-63 59	57	305.50	-1.51	B9 V	10.101	0.035	-0.177	2.881	0.029	1
411	HD	114958	13 11 52	-61 52	56	305.69	0.60	B5/7 (V)	10.108	0.123	-0.326	2.847	0.026	1
412	DM	-60-4551	13 11 55	-60 42	10	305.81	1.77	B1 III/ine (B)	9.830	0.501	-0.371	2.594	0.025	1
413	HD	114952	13 11 55	-62 40	56	305.63	-0.20	R3 (HD)	9.957	0.386	0.303	2.925	0.028	1

Erläuterung zu Tab. A.2:

Spalte	Bezeichnung	Bedeutung
1	NR	Interne Nummer des Programmsterns Fehlende Nummern entsprechen Sternen mit ungeeigneten MK-Typen oder Lage außerhalb des Untersuchungsgebietes.
2	IDENT	HD- oder CPD-Nr des Sterns (CPD = Cape Photographic Durchmusterung)
3	ALPHA / DELTA	Äquatorkoordinaten (1950.0) aus dem Catalogue of Stellar Identifications (=CSI, Ochsenbein et al., 1977)
4	L / B	Galaktische Koordinaten
5	SPEKTRALTYP	MK-Typ nach Houk und Cowley (1975). Sonst HD-Klassifikation (HD) aus CSI oder MK-Typ (B) von Kennedy und Buscombe (1974) oder Buscombe (1977 und 1980)
6	V / B-V / U-B	Mittelwerte im Standardsystem
7	HBETA / σ	Mittelwert und Standardabweichung
8	N	Zahl der gemittelten UBV-Messungen.
9	K	'*' = Kommentar (siehe unten)

Kommentare:

Stern-Nr	Bemerkungen	Q ^{a)}
38	H β falsch?	
62	$\Delta(B-V)=+0.08^b)$	1
72	$\Delta(B-V)=+0.05$, NGC 4463	3
93	UBV-Werte peculiar, Am-Stern?	
142	variabel, FH Mus	
158	$\Delta V=-0.13$, NGC 4609	3
159	$\Delta V=+0.07$, NGC 4609	3
163	variabel	
164	$\Delta V=+0.04$, NGC 4609	3

170	$\Delta V = +0.04$, Emission? (Houk & Cowley, 1975)	3
174	$\Delta(U-B) = +0.08$	1
177	$\Delta(U-B) = +0.07$	1
179	$\Delta V = +0.08$	1
184	$\Delta(U-B) = +0.09$	1
192	$\Delta V = -0.05$, $\Delta(U-B) = +0.14$	1, 1
204	$\Delta(U-B) = +0.12$	1
208	$\Delta V = +0.08$, $\Delta(U-B) = 0.06$	1, 1
209	$\Delta V = +0.09$	3
224	$\Delta V = +0.05$	1
228	$\Delta(U-B) = +0.05$	3
235	$\Delta V = +0.07$, UBV-Werte inkonsistent	2
277	$\Delta(U-B) = +0.05$	3
283	$\Delta V = +0.05$	3
296	$\Delta V = -0.07$, $\Delta(U-B) = +0.06$, variabel?	1, 1
297	$\Delta V = +0.11$, variabel, RZ Cen	3
308	H β $\neq$ Spektraltyp (B7 V?)	
321	$\Delta(B-V) = -0.17$	1
343	UBV-Werte pekulär, Am-Stern?	
344	UBV-Werte pekulär, Am-Stern?	
355	H β sehr groß	
369	$\Delta(B-V) = -0.03$, UBV-Werte pekulär	4
383	$\Delta(U-B) = +0.07$	1
397	$\Delta(B-V) = +0.04$	3
403	Emission?	
407	$\Delta V = +0.05$	3

a) Qualität der UBV-Werte bei Nicolet (1978) klassifiziert nach dem wahrscheinlichen Fehler (p.e.) in Größenklassen

Q=1: p.e. > 0.04

Q=2: $0.02 < \text{p.e.} \leq 0.04$

Q=3: $0.01 < \text{p.e.} \leq 0.02$

Q=4: p.e. ≤ 0.01

b) = eigener Wert (Spalte 6) minus Literaturwert.

Angegeben sind alle Abweichungen größer als Q

Tabelle A.3: Daten der Scanner-Vergleichssterne

HR	MK-Typ ^a	V ^a	B-V ^a	U-B ^a	E(B-V)	D ^b	F _λ (λ ₀) ^c	V _F -V ^d
3192	B5 IV	4 ^m 40	-0 ^m 15	-0 ^m 60	0 ^m 02	0 ^m 67	5.79	0 ^m 06
3201	B6 III	6.07	-0.10	-0.42	0.02	0.85	1.25	0.06
3314	A0 V	3.90	-0.02	-0.02	0.00	1.31	9.45	0.03
3468	B1.5 III	3.68	-0.18	-0.88	0.07	0.24	11.74	0.02
3663	B3 III	3.97	-0.18	-0.67	0.00	0.53	8.92	0.02
3685	A2 IV	1.68	0.00	0.03	0.00	1.53	78.20	-0.04
3856	B9 IV-V	4.52	-0.07	-0.21	0.00	1.09	5.54	-0.01
3981	A0 III	4.49	-0.04	-0.07	0.00	1.33	5.51	0.03
4037	B8 IIIe	3.32	-0.08	-0.03	0.00	1.09	16.70	-0.01
4234	B2.5 IV	4.45	-0.19	-0.70	0.02	0.48	5.80	0.01
4712	B9 III	5.32	-0.08		0.00	1.06	2.62	0.01
4773	B5 V	3.87	-0.15	-0.62	0.03	0.62	9.94	0.01
4802	A2 V	3.86	0.05	0.03	-0.01	1.39	10.03	0.00
4898	B2 IV-V	4.03	-0.17	-0.76	0.06	0.48	8.63	-0.01
5248	B2 IV	3.83	-0.21	-0.83	0.03	0.43	10.43	0.01
5354	B2.5 IV	3.55	-0.18	-0.72	0.03	0.56	13.34	0.00
5407	B8 V	4.97	-0.07	-0.41	0.07	0.85	3.63	0.00
5453	B5 V	4.05	-0.15	-0.56	0.02	0.65	8.20	0.03
5724	A0 IV	4.60	0.00	-0.06	0.03	1.27	5.03	0.02
5967	B6 IV	4.89	-0.14	-0.58	0.04	0.59	3.94	-0.01
6031	A3 IV	4.94	0.09	0.11	0.00	1.36	3.83	-0.03
6143	B2III-IV	4.23	-0.16	-0.80	0.07	0.45	6.84	0.05
6252	B2 IV	3.57	-0.21	-0.85	0.03	0.33	13.34	-0.01
6500	B8 Vn	3.62	-0.10	-0.31	0.00	1.03	13.13	-0.05
6771	A4 IVs	3.73	0.12	0.10	0.00	1.28	11.00	0.04
6897	B3 IV	3.51	-0.17	-0.64	0.01	0.56	14.31	-0.03
7254	A2 V	4.11	0.04	0.08	0.00	1.37	8.03	0.00

a) aus Hoffleit (1982)

b) Balmersprung bei 370nm (siehe Abschnitt 6.1.2)

c) gemessener Fluß / ($10^{-13} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$) bei $\lambda_0 = 555.6 \text{ nm}$

d) Synthetische Helligkeit $V_F = -2.5 \cdot \lg F_\lambda(\lambda_0) - 21.13$ minus photometrischer Wert (Spalte 3) (siehe auch Abschn. 4.2.1)

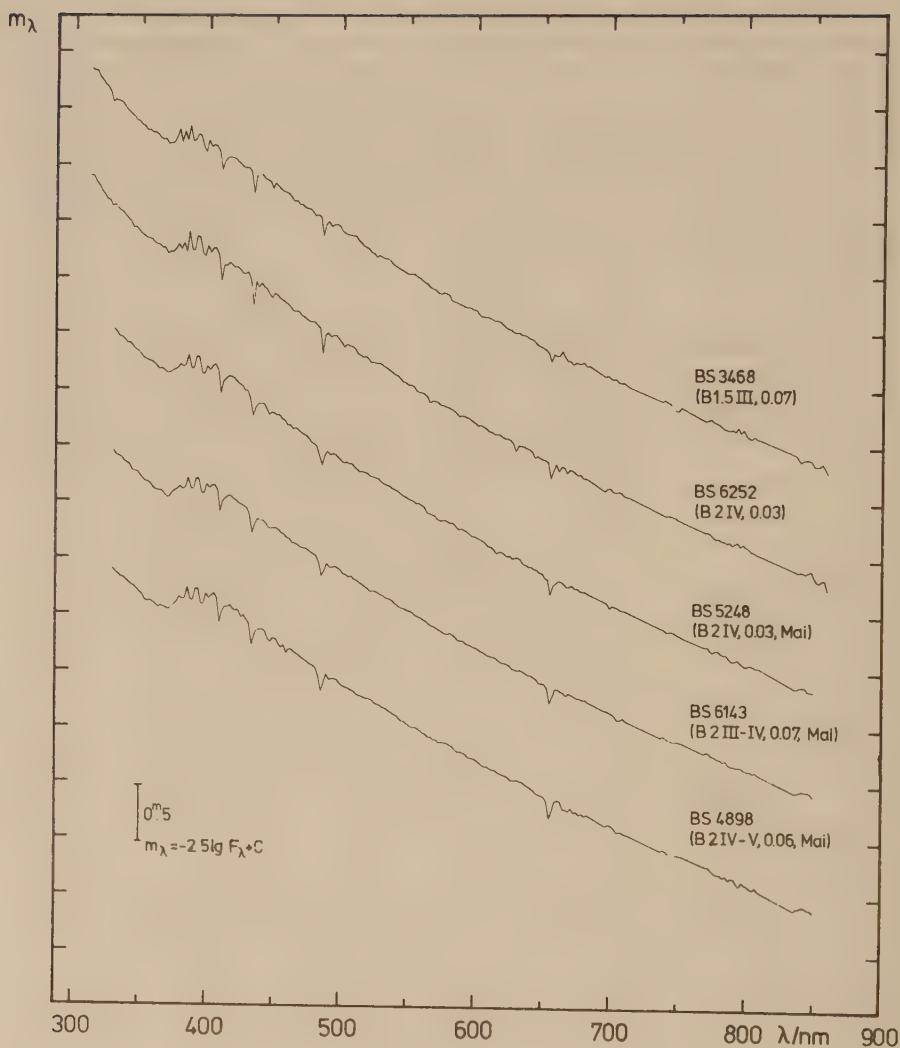
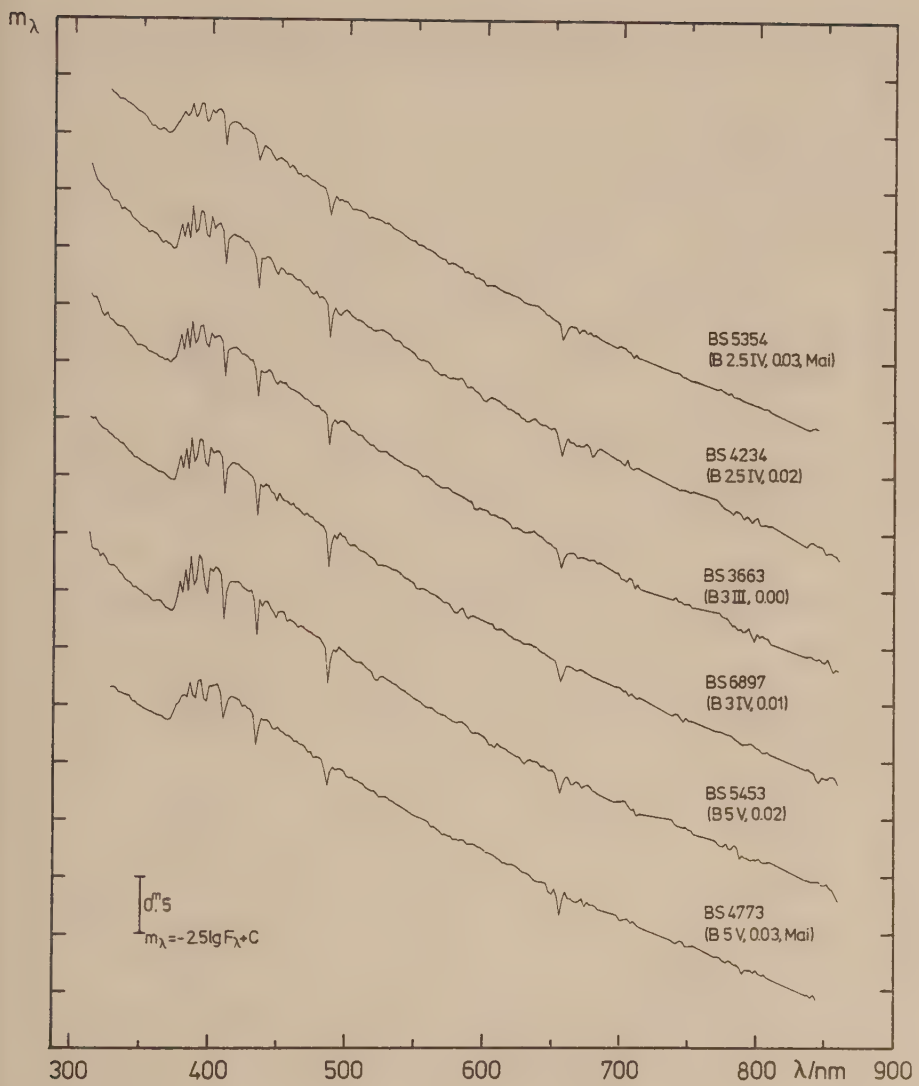
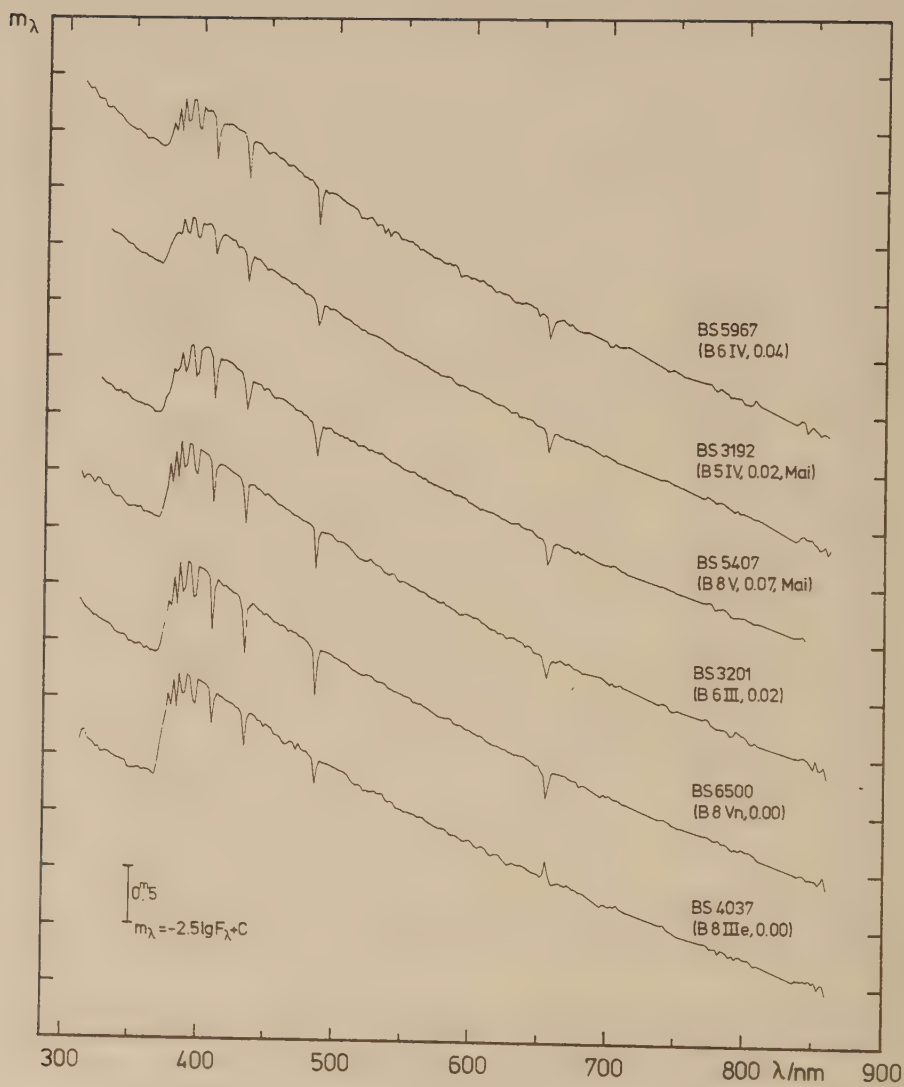
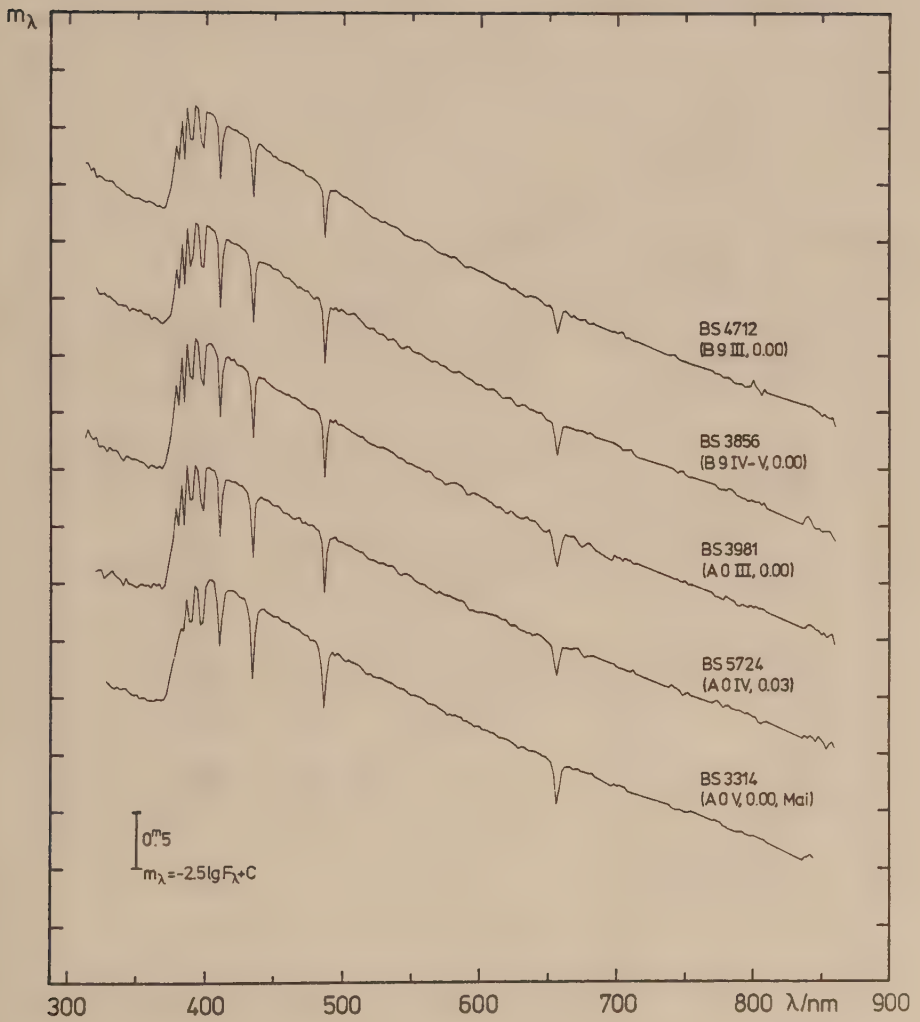


Abb. A.1: Relativer spektraler Fluß der Scanner-Vergleichssterne in Größenklassen. Angegeben sind die Nummern im Bright Star Catalogue (Hoffleit, 1982), die MK-Typen, die Verfärbungen und Messungen aus Mai 1980 (geringere Auflösung).







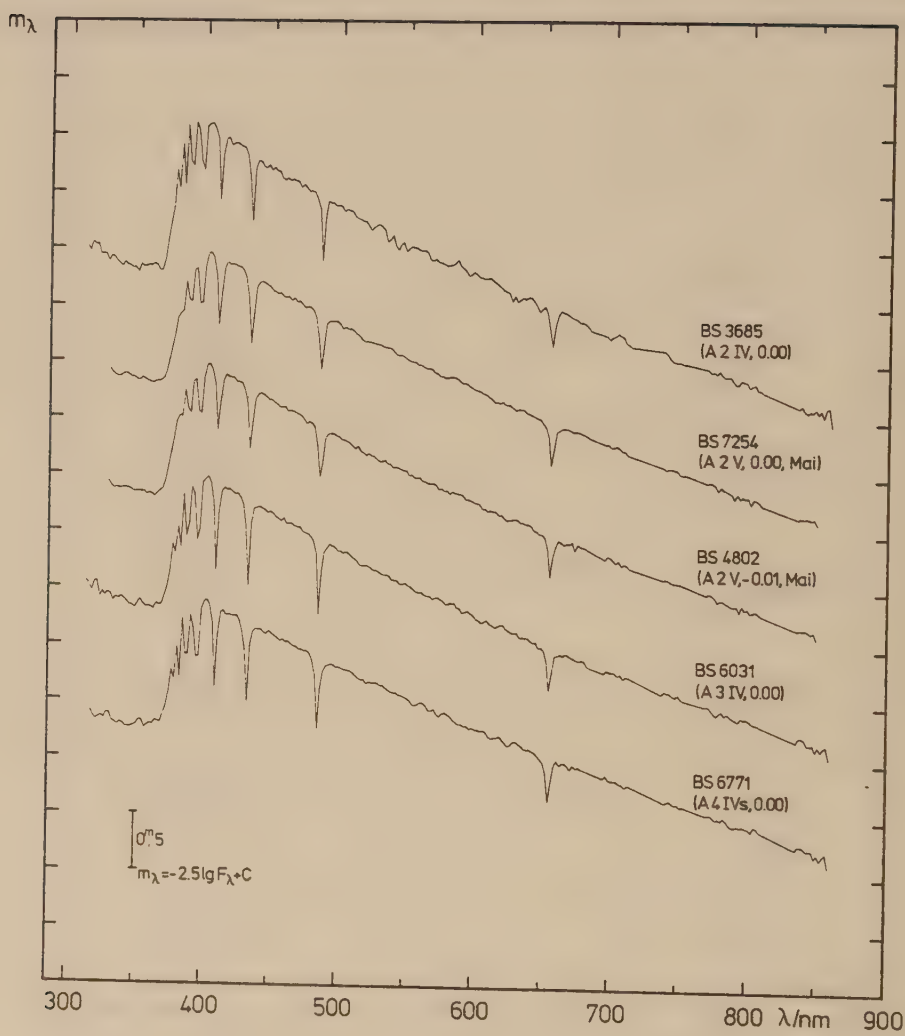


Tabelle A.4: Spektraltyp und Verfärbung E(b-y) der Programmsterne mit uvby β -Daten

uvbyBETA-ANALYSE

NR	IDENT	b-y	m1	c1	HBETA	Q	SPEKTRALTYP	E(b-y)	K
1	2		(Literatur)				(uvbyBETA)		
			3			4	5	6	7
51	HD 108355	0.091	0.058	0.622	2.728	H	B7 IV	0.139	
59	HD 108501	0.013	0.157	0.929	2.885	H	A0 V	0.043	
64	HD 108610	0.005	0.079	0.350	2.684	H	B4 V	0.084	
76	HD 108804	0.291	0.116	0.757	2.720	H	F1 V/III	0.069	
82	HD 108904	0.336	0.147	0.415	2.646	O	F7 V	0.004	
90	HD 109000	0.157	0.207	0.867	2.803	H	A8 III	0.017	
109	HD 109475	0.309	0.144	0.528	2.610	O	F4 IV	0.006	E,*
142	HD 110020	-0.020	0.125	0.816	2.829	H	B8.5 V	0.018	
157	HD 110310	0.285	0.158	0.630		O	F2/3 IV	0.040	E
163	HD 110432	0.278	-0.084	-0.200	2.379	H	B1 V/III	0.427:	*
166	HD 110477	0.282	0.151	0.477	2.693	H	F4 V	0.014	
191	HD 110925	0.386	0.133	0.698	2.705	H	F2 IV/III	0.153	
201	HD 111037	0.251	0.148	0.564	2.722	H	F2 V	0.009	M
265	HD 112109	0.222	0.167	0.633		O	F1/2 V	-0.005	E
270	HD 112225	0.194	0.156	0.869	2.807	H	A9 V	0.016	
287	HD 112703	0.327	0.146	0.392	2.638	O	F7 V	0.010	
299	HD 113152	0.275	0.127	0.513	2.689	H	F5 V	0.000	
322	HD 113726	0.329	0.140	0.406	2.650	H	F7 V	0.013	M
351	HD 114252	0.247	0.158	0.616	2.735	H	F2 V	0.011	
358	HD 114319	0.275	0.146	0.526	2.708	H	F3 V	0.011	M
369	HD 114461	0.298	0.069	1.373	2.786	H	A8 II	0.196:	*
380	HD 114620	0.199	0.188	0.818	2.761	H	A9/FO III	0.024	
399	HD 114792	0.613	0.170	0.925		O	F5/6 Ib	0.310:	E,*

Erläuterung zu Tab. A.4:

Spalte	Bezeichnung	Bedeutung
1	NR	Interne Nummer (siehe Tab. A.2)
2	IDENT	HD-Nummer
3	$b-y/m_1/c_1/H\beta$	Strömgren-Farben und $H\beta$ -Wert aus Literatur (Quelle siehe Spalte 4)
4	Q	Quelle der Daten in Spalte 3 H: Hauck und Mermilliod (1980) O: Olsen (1983)
5	SPEKTRALTYP	MK-Typ aus den uvby β -Daten mit Hilfe der Arbeit von Oblak und Chareton (1981). Siehe auch Spalte 7.
6	E(b-y)	Verfärbung mit den Eichungen von Crawford (1978 und 1979). Werte mit $E(b-y) \geq 0.03$ sind mit ':' markiert
7	K	Hinweise zur Bestimmung von Spektraltyp und E(b-y) E: Es wurde nur der eigene $H\beta$ -Wert (Tab. A.2) benutzt M: Für $H\beta$ wurde der Mittelwert aus Spalte 3 und der eigenen Messung (Tab. A.2) gebildet *: Kommentar (siehe unten)

Kommentare:

Stern-Nr	Bemerkungen
109	$H\beta$ (Literatur) zu niedrig ?
163	Be-Stern
369	Werte teilweise außerhalb des Gültigkeitsbereichs bei E(b-y)-Bestimmung
399	wie bei Stern 369.

Tabelle A.5: Eigenfarbe, absolute Helligkeit, Extinktion und
Entfernungsmodul der Photometrie-Programmsterne
bestimmt mit den Daten der Tab. A.2

SEITE 1

RV(EM) - ANALYSE

NR	IDENT	SPEKTRALTYP (photom.)	(B-V) ₀	(U-B) ₀	MV	SPEK	5	MV	HEETA	(MV)	$\sigma(MV)$	RV	$\sigma(RV)$	EM	$\sigma(EM)$	K
1	2	3	4							6		7		8	9	
3	HD 107751	B9 V	0.29	-0.04	2.60	0.20		2.46	0.20	2.53	0.12	0.34	0.03	6.23	0.12	
4	HD 107772	B9 V	-0.06	-0.20	2.00	0.30		0.98	0.66	0.45	0.44	0.34	0.10	8.34	0.45	
6	HD 107731	B9.5 V/VO	-0.09	-0.27	2.00	0.20		0.75	0.52	0.38	0.35	0.79	0.07	8.85	0.36	
14	HD 107501	F0 V	0.32	0.02	2.70	0.30		2.78	0.84	2.72	0.19	0.74	0.07	5.86	0.20	
20	HD 107582	B6 III/III	-0.14	-0.58	-2.60	0.40		-2.37	1.01	-2.68	0.37	0.88	0.10	10.95	0.38	
22	HD 108001	B9/A0 (V)	-0.05	-0.17	3.00	0.20		0.07	0.61	0.24	0.20	0.49	0.07	8.94	0.21	
23	DM -64.1900	B9 III	-0.12	-0.37	1.30	1.00		-1.39	0.73	-1.30	1.00	0.82	0.13	10.42	1.01	M
24	DM -64.1501	B2 V/VO	-0.25	-0.68	-2.10	0.50		-0.46	0.32	-1.81	0.47	1.07	0.07	10.62	0.48	
26	DM -65.1758	B9.5 III	-0.10	-0.27	2.45	0.20		-0.46	0.32	-0.45	0.09	0.92	0.10	9.35	0.13	RF
29	HD 108038	F1 III/IV	0.01	0.06	-0.40	0.30		0.28	0.52	0.35	0.18	0.75	0.13	8.28	0.22	
30	HD 108053	B8.9 III	-0.09	-0.30	0.90	0.20		-0.92	0.76	-0.90	0.12	0.72	0.07	9.49	0.14	
31	HD 108088	B0 V/VO	-0.03	-0.10	1.00	0.20		1.49	0.21	1.24	0.25	0.69	0.10	8.12	0.27	
33	HD 108120	B0.1 V	0.01	0.02	0.90	0.10		1.11	0.05	1.04	0.10	0.85	0.10	7.32	0.14	B
36	HD 108172	B5 IV	-0.18	-0.61	-1.90	0.30		-2.28	0.45	-2.05	0.26	0.76	0.10	10.57	0.28	
38	HD 108222	B6 V	-0.15	-0.50	-0.90	0.50				-0.90	0.50	0.82	0.10	9.81	0.51	M
46	HD 108295	B9.5 V/VO	-0.04	-0.08	0.90	0.15		1.47	0.06	1.32	0.25	0.96	0.10	7.44	0.27	RF
47	HD 108329	B5 V/VO	-0.19	-0.58	-0.50	0.30		-0.43	0.18	-0.46	0.10	1.40	0.07	7.59	0.12	M
48	HD 108330	B9.5 V	-0.05	-0.13	-0.10	0.15		-0.08	0.22	-0.09	0.07	1.02	0.10	6.87	0.12	
51	HD 108355	B7 IV	-0.13	-0.43	-1.00	0.30		-0.68	0.18	-0.80	0.19	0.65	0.07	8.17	0.20	
53	HD 108398	B9.0 III	-0.05	-0.14	-0.40	0.20		-1.00	0.34	-0.62	0.31	0.56	0.07	9.28	0.32	
54	HD 108397	B0.3 V	0.05	0.05	1.30	0.20		0.89	0.45	1.18	0.25	0.60	0.10	8.02	0.27	
56	HD 108418	B5 V e	-0.17	-0.58	-1.40	0.40		-1.69	0.67	-1.40	0.40	1.44	0.07	9.32	0.41	
57	HD 108417	F1 V	0.00	0.00	1.00	0.15		1.25	0.04	1.20	0.13	0.83	0.10	6.85	0.16	
59	HD 108501	B0 V	-0.03	-0.08	0.65	0.20		1.12	0.03	1.05	0.22	0.20	0.03	4.80	0.22	
62	HD 108531	B5 VO	-0.11	-0.34	0.50	0.20		0.88	0.31	0.65	0.22	0.46	0.03	7.11	0.22	
64	HD 108610	B4 IV/V	-0.20	-0.65	-1.70	0.30		-1.65	0.60	-1.69	0.16	0.45	0.10	8.17	0.19	
65	HD 108508	B5 IV	-0.16	-0.52	-1.40	0.40		-1.69	0.67	-1.51	0.28	0.33	0.07	10.59	0.29	
66	HD 108609	B3 III	-0.21	-0.77	-3.00	0.40		-2.17	0.20	-3.00	0.40	1.11	0.07	11.70	0.41	M
67	HD 108627	B0 V	-0.02	-0.01	0.80	0.20		1.21	0.08	1.09	0.20	0.53	0.07	7.93	0.21	
69	HD 108639	B0 III	-0.29	-1.08	-5.10	0.20		-6.17	0.67	-5.00	0.57	1.23	0.10	12.09	0.58	
71	HD 108671	F4 V	0.40	-0.01	3.10	0.25		2.68	0.22	2.88	0.23	0.07	0.03	6.31	0.23	M
72	DM -64.1943	F5 Tab	0.32	0.28	-6.60	1.00		2.17	0.20	-6.60	1.00	1.84	0.23	13.06	1.03	
74	HD 108750	B9 V	0.28	0.05	2.55	0.10		2.42	0.19	2.42	0.19	0.14	0.03	5.63	0.19	
76	HD 108804	F1 IV	0.32	0.04	2.30	0.30		1.92	0.44	2.15	0.26	0.41	0.03	5.84	0.26	
77	HD 108813	F7 V	0.50	0.00	3.80	0.10		3.88	0.25	3.82	0.08	0.03	0.07	4.74	0.11	
78	HD 108870	F5 V	0.44	-0.02	3.50	0.10		3.51	0.35	3.50	0.05	0.38	0.03	5.71	0.07	B
79	HD 108869	F1/2 V	0.03	0.03	1.15	0.10		1.13	0.12	1.14	0.05	0.75	0.03	7.47	0.06	
80	DM -64.1550	F7 III/IV	0.51	0.10	2.10	0.50		2.57	0.38	2.37	0.32	0.41	0.10	6.87	0.34	B
81	DM -65.1887	F1 V	0.01	0.02	1.00	0.15		1.11	0.13	1.06	0.09	0.76	0.10	7.18	0.13	
82	HD 108904	F6 V	0.50	0.01	3.70	0.25		3.59	0.13	3.63	0.10	0.00	0.03	4.36	0.11	

NR	IDENT	SPEKTRALTYP (photom.)	4	5	6	7	EM	σEM	K
1	2	3	(B-V) ₀ (U-B) ₀	MV SPEK	MV HBET	(MV) σ(MV)	RV	σRV	9
83	HD 108905	F5 IV/V	0.45 -0.02	3.20 0.20	3.44 0.13	3.35 0.14	0.21 0.03	6.08 0.14	
84	HD 108906	B0 V	-0.04 -0.08	0.70 0.20	1.05 0.16	0.89 0.10	0.66 0.07	8.23 0.20	
85	HD 108939	B8 III	-0.10 -0.34	-1.20 0.30	-0.75 0.22	-0.94 0.25	0.33 0.03	8.69 0.25	
86	HD 60.4055	B2 V	-0.24 -0.86	-3.10 0.60	-3.13 1.01	-3.11 0.33	1.10 0.13	11.64 0.35	
87	HD 108969	B6 III	0.15 -0.51	-2.40 0.80	-2.79 0.26	-2.66 0.27	0.59 0.07	10.99 0.28	
88	HD 108983	B1 IV/V	0.01 0.04	1.00 0.15	1.37 0.09	1.24 0.18	0.79 0.07	7.83 0.19	B
89	HD 108989	B9 IV	-0.08 -0.26	-0.40 0.20	-0.72 0.30	-0.53 0.20	0.30 0.10	9.50 0.22	
90	HD 108990	B6 III	0.25 0.10	1.20 0.40	1.52 0.24	1.65 0.37	0.10 0.03	4.21 0.37	B
91	HD 108997	B1 V	0.01 0.03	1.00 0.10	1.37 0.21	1.12 0.19	0.66 0.07	7.49 0.20	B
92	HD 108985	B1 V	0.01 0.02	1.00 0.10	1.08 0.20	1.03 0.08	0.43 0.03	6.72 0.09	B
94	HD 109102	B0 V	-0.02 -0.02	1.30 0.30	1.53 0.08	1.48 0.14	0.93 0.10	7.63 0.17	
95	HD 109103	B2 V	-0.24 -0.84	-2.45 0.40	-1.39 0.76	-2.08 0.58	1.43 0.13	10.71 0.59	
96	HD 109114	B0 V	-0.01 0.00	1.00 0.15	1.43 0.10	1.26 0.20	0.43 0.03	8.17 0.20	
97	HD 109124	B9.5 IV	-0.04 -0.09	0.00 0.30	0.11 0.08	0.09 0.03	0.73 0.10	8.17 0.13	
99	HD 109137	B0 V/V	-0.02 -0.02	1.10 0.20	1.35 0.06	1.30 0.19	0.66 0.07	7.87 0.15	
101	HD 109182	B4 V	-0.19 -0.65	-1.40 0.30	-0.74 2.85	-1.34 0.49	0.91 0.10	10.57 0.50	
102	HD 109189	B3/4 IV	-0.20 -0.73	-2.30 0.30	-1.71 0.53	-2.09 0.35	0.94 0.10	8.64 0.36	
103	HD 109243	B6/5 V	-0.10 -0.29	0.00 0.20	0.44 0.67	0.10 0.29	0.89 0.07	9.17 0.30	
104	HD 109266	B5 V	-0.15 -0.50	-0.90 0.30	-1.41 0.49	-1.09 0.32	0.46 0.10	9.60 0.34	
105	HD 109253	B7 III/III	-0.12 -0.50	-2.50 0.50	-1.70 0.85	-2.21 0.51	0.95 0.07	10.86 0.51	
106	HD 109314	B0 IV: e:	-0.29 -1.05	-4.00 0.70	-4.00 0.70	-4.00 0.70	1.39 0.13	12.15 0.71	M
108	HD 109478	B0 V	-0.05 -0.08	0.70 0.15	0.84 0.11	0.78 0.10	0.49 0.07	8.51 0.12	
109	HD 109475	F4 IV	0.42 0.01	2.40 0.40	2.55 0.25	2.49 0.16	0.14 0.07	3.99 0.18	
110	HD 109477	B0 V/V	-0.03 -0.04	0.90 0.15	1.23 0.21	1.04 0.18	0.79 0.10	7.59 0.20	
111	HD 109463	B6.5 V	-0.14 -0.46	-0.75 0.40	-0.19 0.75	-0.56 0.39	0.78 0.10	9.62 0.40	
112	HD 109478	F2 IV	0.35 0.01	2.40 0.45	2.31 0.49	2.36 0.20	0.10 0.03	6.50 0.20	
113	HD 109504	B7/8 V	-0.12 -0.40	-0.50 0.30	-0.25 0.56	-0.41 0.23	0.59 0.07	9.09 0.24	
114	HD 109505	B0.5 II	-0.28 -1.04	-5.60 0.40	-5.16 0.57	-5.42 0.32	1.65 0.10	11.77 0.34	
115	HD 109517	B0 V	-0.02 -0.04	0.60 0.15	1.05 0.20	0.80 0.22	0.46 0.07	7.46 0.23	
116	HD 109528	B9 IV	-0.07 -0.19	0.00 0.20	0.85 0.61	0.21 0.44	0.92 0.10	9.19 0.45	
117	HD 109550	B7 IV	-0.13 -0.45	-1.10 0.50	0.14 0.41	-0.42 0.60	0.75 0.10	8.46 0.61	*
118	HD 109563	B9 IV	-0.05 -0.12	0.20 0.15	0.85 0.26	0.43 0.30	0.07 0.03	6.76 0.30	PF
119	HD 109595	B1 III	0.01 0.07	0.20 0.40	-0.06 0.55	0.09 0.26	0.73 0.10	9.30 0.28	
120	HD 109614	B7 V	-0.13 -0.43	-0.50 0.20	0.06 0.27	-0.26 0.28	0.42 0.07	8.41 0.29	
121	HD 65.1917	B1 V	-0.26 -0.95	-3.20 0.60	-3.13 1.01	-3.17 0.29	1.30 0.10	11.46 0.31	
122	HD 109623	B9 V	-0.08 -0.21	0.40 0.20	0.32 1.00	0.39 0.15	0.36 0.07	8.96 0.17	
123	HD 109644	B0/1 IV	0.00 0.01	0.50 0.15	0.66 0.09	0.60 0.10	0.60 0.03	7.49 0.10	
124	HD 109678	B9.5 IV/V	-0.05 -0.13	0.20 0.15	-0.29 0.39	0.06 0.27	0.96 0.10	8.46 0.29	
128	HD 109601	F2 V	0.35 0.00	3.00 0.30	3.34 0.75	3.10 0.28	0.20 0.07	5.14 0.29	
129	HD 109610	B7.5 V	-0.12 -0.38	0.00 0.50	0.00 0.50	0.00 0.50	0.72 0.10	9.14 0.51	M

NR	IDENT	SPEKTRALTYP (photom.)	4	5	6	7	8	9	K
1	2	3	(B-V) ₀ (U-B) ₀	MV SPEK	MV HBETA	(MV) σ(MV)	RV σRV	EM σEM	
131	HD 109811	F4 V	0.42 -0.01	3.20 0.40	2.90 0.13	2.97 0.19	0.00 0.03	6.69 0.19	
134	DM -64.1975	B4 V	-0.19 -0.64	-1.40 0.40	-1.34 1.47	-1.38 0.25	2.69 0.10	9.22 0.27	
135	HD 109891	A0 V	-0.01 0.00	0.65 0.15	1.01 0.13	0.84 0.17	0.83 0.07	6.96 0.18	
136	HD 109937	B2/3 III	-0.23 -0.85	-3.50 0.40	-3.72 0.35	-3.62 0.21	2.09 0.10	10.95 0.23	
138	DM -64.1976	B6.5 V0	-0.05 -0.10	1.10 0.20	1.53 0.08	1.41 0.21	2.32 0.10	7.15 0.23	
139	HD 109977	B5 V/III	-0.17 -0.59	-1.70 0.50	-1.61 1.15	-1.67 0.28	1.27 0.13	10.68 0.31	
141	HD 109993	B8 V	-0.10 -0.30	-0.25 0.20	-0.29 0.26	-0.27 0.10	0.72 0.07	7.71 0.12	*
142	HD 110020	B9 V0	-0.08 -0.22	0.85 0.20	1.04 0.21	0.94 0.14	1.00 0.03	5.21 0.14	
143	HD 110039	A0 V	-0.04 -0.07	0.60 0.15	0.85 0.10	0.63 0.06	0.96 0.07	6.58 0.09	
144	HD 110062	A0 V	-0.02 -0.03	0.80 0.20	1.19 0.10	1.06 0.19	1.03 0.10	6.82 0.21	
145	HD 110079	B9 V0	-0.07 -0.21	0.90 0.20	1.23 0.20	1.07 0.19	0.72 0.07	7.36 0.20	
146	HD 110102	A0.5 V	-0.04 -0.09	0.50 0.15	0.92 0.32	0.63 0.23	1.99 0.13	7.59 0.26	
147	HD 110103	A0.5 V	-0.01 -0.01	0.80 0.10	1.21 0.12	0.99 0.18	1.69 0.10	7.56 0.21	
148	HD 110117	B8 V	-0.10 -0.34	-0.80 0.30	-0.45 0.63	-0.69 0.28	1.28 0.07	8.84 0.28	M
149	HD 110151	B9.5 IV	-0.05 -0.11	0.00 0.03	0.03 0.41	0.01 0.09	0.63 0.07	6.08 0.11	
150	HD 110163	B9 III	-0.07 -0.20	-0.60 0.70	0.00 0.67	-0.29 0.45	1.05 0.03	8.29 0.45	
152	HD 110231	B9.5 V	-0.05 -0.12	0.60 0.20	1.02 0.51	0.72 0.26	0.49 0.07	8.64 0.27	
153	HD 110232	B7 III	-0.13 -0.45	-1.60 0.45	-2.63 1.24	-1.67 0.63	0.75 0.10	11.30 0.64	
154	HD 110245	F6 II	0.44 0.21	-2.40 0.80	-2.40 0.80	-2.40 0.80	1.00 0.13	9.77 0.81	M
157	HD 110310	F2.5 IV	0.37 0.04	2.40 0.35	2.31 0.38	2.36 0.16	0.24 0.03	4.77 0.16	
158	DM -62.2888	B5 V	-0.17 -0.59	-1.20 0.30	-0.93 0.74	-1.12 0.25	1.11 0.10	9.69 0.27	*
159	HD 110373	B4 III	-0.18 -0.63	0.60 0.60	-3.18 0.46	-2.93 0.39	1.01 0.13	11.53 0.41	AF
161	HD 110390	A1 IV	0.01 0.01	0.70 0.20	0.60 0.29	0.66 0.12	0.50 0.07	6.04 0.14	
162	HD 110434	B6 II/III	-0.14 -0.59	-2.20 0.70	-1.41 0.22	-1.60 0.43	0.39 0.07	8.79 0.44	
163	HD 110432	O9 Ve	-0.27 -1.15	-4.30 0.60	-4.30 0.60	-4.30 0.60	1.62 0.26	7.98 0.65	M
164	HD 110433	B4.5 IV	-0.18 -0.61	-1.90 0.30	-2.04 0.61	-1.95 0.19	1.37 0.10	9.64 0.22	
165	HD 110449	B2 III	-0.24 -0.90	-3.90 0.40	-3.72 0.42	-3.72 0.42	1.20 0.07	11.68 0.43	
166	HD 110477	F4 IV/V	0.41 -0.01	3.20 0.40	3.14 0.14	3.16 0.10	0.07 0.03	4.53 0.10	
167	HD 110498	B9.5 III	-0.29 -1.08	-5.10 0.35	-6.11 1.68	-5.27 0.63	2.60 0.10	12.36 0.64	M
168	HD 110509	B9.5 V0	-0.04 -0.12	1.10 0.20	1.75 0.63	1.23 0.38	0.36 0.03	7.61 0.38	
169	HD 110610	A9 IV	0.27 0.06	1.90 0.25	1.16 0.32	1.58 0.36	0.58 0.07	6.42 0.37	
170	HD 110625	B7 II/III	-0.12 -0.49	-2.50 0.60	-2.23 1.12	-2.41 0.38	1.61 0.10	10.61 0.39	
172	HD 110640	A1 V	0.01 0.03	1.10 0.15	1.33 0.18	1.21 0.14	0.89 0.07	6.92 0.16	B
173	HD 110660	B2 IV	-0.24 -0.88	-3.00 0.40	-3.04 2.48	-3.01 0.26	2.51 0.13	10.43 0.29	
174	HD 110715	B9 V	-0.05 -0.10	0.55 0.10	0.77 0.25	0.61 0.14	1.49 0.10	6.55 0.17	
175	HD 110736	B5 IV	-0.17 -0.60	-1.60 0.25	-1.80 0.42	-1.68 0.18	1.27 0.10	9.73 0.21	
176	HD 110734	B8/9 III	-0.09 -0.27	-0.90 0.60	-0.79 0.89	-0.86 0.29	0.99 0.07	10.13 0.30	
177	HD 110737	B9.5 V	-0.05 -0.14	0.20 0.15	0.54 0.21	0.34 0.18	1.49 0.07	6.86 0.20	
179	HD 110773	B9 III/III	-0.09 -0.27	-1.80 0.60	-2.35 0.61	-2.07 0.41	1.42 0.10	10.33 0.42	
182	HD 110800	A1 IV	0.02 0.02	0.80 0.20	0.79 0.40	0.79 0.10	1.10 0.10	7.14 0.14	AF

NR	IDENT	SPEKTRALTYP (photom.)	4	5	MV dMV HBETA	6	7	EM dEM	K
1	2	3	(B-V) ₀ (U-B) ₀	MV dMV SPEK	MV dMV HBETA	(MV) d(MV)	RV dRV	δ	S
183	HD 110811	A1 V	0.01 0.03	1.00 0.15	0.96 0.13	0.99 0.06	1.46 0.07	7.56 0.09	B
184	DM -64.1996	A1 III	0.01 0.07	0.20 0.30	0.05 1.62	0.15 0.20	1.23 0.10	6.69 0.22	BF
185	HD 110821	B6.5 V	-0.14 -0.46	-0.70 0.25	-0.10 5.42	0.62 0.41	0.68 0.10	9.40 0.42	
186	HD 110830	F2 IV	0.36 0.01	2.40 0.30	2.76 0.42	2.55 0.23	0.96 0.07	5.22 0.26	
188	HD 110831	A0 V/VO	-0.02 -0.02	1.00 0.20	1.45 0.04	1.37 0.21	0.40 0.03	7.74 0.21	
189	HD 110865	A1 III	0.01 0.07	0.20 0.30	0.39 0.50	0.27 0.20	1.83 0.13	7.96 0.24	RF *
191	HD 110925	F3 III	0.37 0.10	1.40 0.50	1.77 0.38	1.61 0.29	0.88 0.10	6.00 0.30	
192	HD 110946	B2 III	-0.23 -0.86	-3.60 0.40	-1.77 0.38	-3.60 0.40	1.60 0.10	11.11 0.41	M
193	HD 110960	A5.5 III	0.03 0.12	0.00 0.70	-0.22 0.68	-0.11 0.32	1.66 0.17	8.84 0.36	RF *
194	HD 110975	B5 IV	-0.17 -0.60	-1.70 0.40	-0.93 0.84	-1.45 0.48	1.44 0.10	5.82 0.49	
197	HD 111003	B2 III	-0.24 -0.91	-3.90 0.40	-4.76 1.65	-4.07 0.59	1.89 0.13	12.10 0.60	
198	DM -64.2006	A1 IV	-0.26 -0.94	-3.70 0.40	-4.62 1.48	-3.94 0.68	1.23 0.10	12.84 0.69	
199	HD 111024	B7 III	-0.13 -0.43	-1.50 0.50	-1.54 0.80	-1.51 0.23	1.16 0.07	9.37 0.24	
200	HD 111025	B9 III	-0.08 -0.21	-0.70 0.50	-1.30 0.37	-1.04 0.27	0.79 0.10	5.83 0.38	
201	HD 111037	F2 V	0.36 0.00	3.00 0.35	2.76 0.36	2.88 0.21	0.07 0.03	5.82 0.21	M
203	HD 111054	B6 II/III	-0.11 -0.34	-1.90 0.60	-3.15 1.85	-2.21 0.82	1.68 0.07	10.21 0.82	
204	HD 111078	A1 III	0.01 0.07	0.20 0.30	0.14 0.45	0.17 0.15	1.16 0.07	8.39 0.17	RF
205	HD 111091	A1 IV	0.01 0.05	0.70 0.20	0.50 0.25	0.61 0.15	0.92 0.07	6.83 0.17	RF
206	HD 111092	B8 V	-0.11 -0.34	0.10 0.25	0.59 0.25	0.36 0.26	0.72 0.03	8.61 0.26	
207	HD 111125	B5 V	-0.18 -0.62	-1.20 0.50	-1.06 0.91	-1.15 0.28	1.04 0.13	9.96 0.31	*
208	HD 111107	B2 V:	-0.24 -0.83	-2.40 0.60	-3.15 1.85	-2.40 0.60	1.43 0.13	11.10 0.61	
209	HD 111124	O9 Ibe	-0.27 -1.13	-6.20 0.30	-1.16 0.40	-6.20 0.30	3.10 0.27	12.49 0.36	M
210	HD 111150	A4 III	0.10 0.09	0.70 0.50	0.50 0.74	0.62 0.28	1.34 0.07	8.53 0.29	M
211	HD 111151	B9 V	-0.08 -0.21	0.25 0.20	0.74 0.16	0.50 0.24	1.22 0.07	8.35 0.23	RF
212	HD 111174	A1 III	0.01 0.07	0.20 0.40	0.05 0.38	0.12 0.19	1.33 0.10	6.66 0.21	
213	HD 111175	A1 V	0.01 0.02	1.00 0.15	1.42 0.32	1.13 0.23	1.49 0.07	8.02 0.24	B
216	HD 111237	B9 III	-0.08 -0.21	-0.80 0.60	-1.16 0.40	-1.02 0.30	1.19 0.07	7.05 0.31	
222	HD 111303	A8 III	0.25 0.09	1.20 0.90	0.91 0.51	1.03 0.33	0.95 0.10	7.06 0.35	
223	HD 111343	A1 II/III	0.01 0.08	1.40 0.90	0.81 0.51	-1.40 0.80	2.87 0.13	7.75 0.61	M
224	HD 111365	B3 IV	-0.22 -0.73	-2.40 0.40	-3.23 1.72	-2.56 0.57	1.60 0.10	11.25 0.56	
225	HD 111364	A1.5 IV	0.01 0.05	0.85 0.15	0.99 0.10	0.93 0.09	0.93 0.07	8.48 0.11	B
227	HD 111393	B6 IV	-0.14 -0.45	-1.30 0.25	-1.51 0.67	-1.36 0.21	0.75 0.07	5.60 0.22	
228	HD 111409	B9.5 IV	-0.03 -0.05	0.20 0.15	0.60 0.04	0.52 0.19	0.83 0.10	6.37 0.21	
229	DM -63.2421	B5 III	-0.09 -0.28	-0.80 0.50	-1.05 1.44	-0.86 0.36	1.65 0.10	8.41 0.37	
232	HD 111465	A5 III/IV	0.15 0.10	1.00 0.30	0.82 0.64	0.94 0.21	1.17 0.07	6.09 0.22	
235	HD 111557	F4 IV/V	0.38 -0.01	3.10 0.20	3.20 0.96	3.12 0.16	0.58 0.07	5.99 0.17	
238	HD 111580	F5 IV/V	0.44 -0.02	3.10 0.25	3.16 0.13	3.14 0.08	0.21 0.03	5.68 0.09	
239	HD 111589	B9.5 VO	-0.06 -0.18	0.90 0.25	1.58 0.56	1.11 0.38	1.09 0.10	7.73 0.39	
244	HD 111687	B7 IV/V	-0.13 -0.44	-0.80 0.40	-0.40 0.27	-0.58 0.26	0.59 0.03	5.17 0.26	
246	HD 111674	B9.5 IV	-0.04 -0.11	0.20 0.40	0.28 0.26	0.25 0.14	0.99 0.13	7.56 0.19	*

NR	IDENT	SPEKTRALTYP (photom.)	(B-V) ₀	(U-B) ₀	MV	σ MV	SPEK	MV	σ MV	HBETA	(MV)	σ (MV)	RV	σ RV	EM	σ EM	K
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
247	HD	B5 IV	-0.17	-0.60	1.50	0.50	-1.03	0.97	-1.34	0.41	2.56	0.13	2.56	0.13	8.68	0.43	
248	HD	B9 IV	-0.07	-0.21	1.00	0.30	1.93	0.43	1.36	0.46	1.25	0.07	1.25	0.07	7.96	0.47	
249	HD	B11 V	-0.15	-0.52	-0.40	0.30	0.67	0.55	-0.28	0.69	1.97	0.10	1.97	0.10	6.03	0.69	
250	HD	B6 IV	-0.14	-0.46	-1.25	0.30	-0.62	0.85	-1.14	0.32	1.05	0.10	1.05	0.10	8.43	0.34	
252	HD	B0 V	-0.01	0.00	1.00	0.20	1.50	0.19	1.25	0.24	1.19	0.07	1.19	0.07	6.96	0.25	
253	DM	-63, 2441	0.59	0.14	3.00	0.50	2.83	0.25	2.88	0.18	0.14	0.07	0.14	0.07	6.39	0.19	
254	HD	B11 V	-0.08	-0.20	-0.70	0.40	-1.10	0.52	0.87	0.30	0.89	0.07	0.89	0.07	9.11	0.31	
256	HD	B2 III	0.05	0.06	0.30	0.30	-0.41	0.47	0.34	0.17	1.47	0.10	1.47	0.10	6.54	0.20	DF
257	HD	B11 III	0.01	0.07	0.20	0.40	0.24	0.38	0.22	0.15	1.63	0.10	1.63	0.10	7.29	0.18	DF
258	HD	B11 III	0.01	0.08	-0.50	0.70	-0.07	0.44	-0.24	0.35	1.73	0.10	1.73	0.10	7.07	0.36	DF
259	DM	-62, 2955	-0.17	-0.59	-1.70	0.50	-2.81	1.44	-1.98	0.70	1.70	0.10	1.70	0.10	10.85	0.70	
260	HD	B11 V	-0.07	-0.21	0.65	0.40	0.85	0.40	0.85	0.40	1.42	0.07	1.42	0.07	8.06	0.41	M
262	HD	B0.5 V	-0.28	-1.03	-3.70	0.20	-3.70	0.20	-3.70	0.20	1.92	0.07	1.92	0.07	11.40	0.41	M
263	HD	B11 V	-0.04	-0.08	0.75	0.20	1.32	0.23	1.01	0.28	1.65	0.10	1.65	0.10	6.93	0.30	
264	HD	B9 III	-0.09	-0.25	-0.50	0.50	-1.07	0.62	-0.71	0.43	1.15	0.10	1.15	0.10	5.73	0.44	
265	HD	F1 V	0.33	0.01	2.85	0.30	2.54	0.25	2.68	0.21	0.03	0.03	0.03	0.03	5.35	0.21	
266	HD	B0.1 V	-0.01	0.00	0.80	0.15	1.09	0.14	0.95	0.15	0.30	0.03	0.30	0.03	8.45	0.15	
267	HD	B5 V	0.06	-0.02	3.50	0.25	3.35	0.13	3.20	0.11	0.00	0.03	0.00	0.03	8.22	0.11	
268	HD	B9 V	-0.08	-0.23	0.10	0.20	-0.44	0.51	0.20	0.23	1.35	0.07	1.35	0.07	6.16	0.24	
269	HD	B9 V	-0.05	-0.14	0.35	0.20	0.40	0.20	0.38	0.09	0.82	0.10	0.82	0.10	7.85	0.14	
270	HD	B2 IV	0.26	0.08	1.90	0.25	1.73	0.18	1.80	0.14	0.13	0.03	0.13	0.03	6.07	0.14	
273	HD	B8.5 III	-0.09	-0.29	-1.00	0.50	-0.92	0.58	-0.87	0.21	2.36	0.10	2.36	0.10	8.07	0.23	
277	HD	B11 V	-0.26	-0.93	-3.10	0.40	-2.92	0.84	-3.04	0.56	1.10	0.07	1.10	0.07	11.43	0.27	
278	DM	-60, 4371	-0.28	-1.01	-2.80	1.01	-2.36	0.65	-2.63	0.34	1.55	0.13	1.55	0.13	10.27	0.36	
280	HD	B8.5 IV	-0.09	-0.27	-0.30	0.25	-0.67	0.62	-0.41	0.27	1.05	0.10	1.05	0.10	5.58	0.25	
281	HD	B7 IV	-0.12	-0.42	-1.00	0.25	-1.01	0.37	-1.00	0.13	0.92	0.07	0.92	0.07	9.34	0.15	
282	HD	B11 III	0.01	0.07	-0.20	0.60	-0.08	0.37	0.04	0.25	0.89	0.03	0.89	0.03	8.82	0.25	DF
283	HD	B7/8 III	-0.12	-0.42	-1.30	0.50	-1.31	0.16	-1.31	0.10	0.95	0.03	0.95	0.03	8.45	0.10	
284	HD	B11 V	-0.19	-0.65	-1.80	0.20	-1.86	0.85	-2.01	0.31	1.75	0.13	1.75	0.13	9.65	0.34	
285	HD	B0.5 V	-0.28	-1.00	-3.30	0.40	-2.63	0.65	-3.05	0.42	3.00	0.13	3.00	0.13	9.22	0.44	
286	HD	B0 III	-0.03	-0.10	-0.20	0.60	0.00	0.50	-0.09	0.26	1.72	0.10	1.72	0.10	8.10	0.28	
287	HD	F6 V	0.48	0.01	3.70	0.10	3.70	0.13	3.70	0.05	0.03	0.03	0.03	0.03	3.91	0.06	
289	HD	B0 V	-0.29	-1.05	-3.50	0.60	-3.25	0.63	-3.41	0.26	2.53	0.17	2.53	0.17	10.58	0.37	
290	HD	B8.5 III/III	-0.10	-0.34	-2.90	0.60	-3.33	0.89	-3.07	0.41	0.95	0.07	0.95	0.07	11.65	0.42	DF
291	HD	B11 III	0.01	0.07	0.20	0.50	0.17	0.34	0.16	0.15	1.49	0.07	1.49	0.07	8.39	0.17	
292	HD	B0 III	-0.03	-0.08	0.00	0.30	0.45	0.23	0.26	0.26	0.66	0.03	0.66	0.03	8.65	0.26	
294	HD	B9.5 III	-0.05	-0.12	-1.00	0.20	-1.24	0.21	-1.17	0.20	1.82	0.10	1.82	0.10	7.72	0.25	
295	HD	B11 III	-0.26	-0.97	-4.59	0.40	-4.59	0.51	-4.58	0.42	1.85	0.10	1.85	0.10	11.70	0.43	
296	HD	B11 V	-0.27	-0.95	-3.20	0.50	-2.71	1.01	-3.04	0.42	4.35	0.13	4.35	0.13	7.90	0.44	
297	HD	B1 V	-0.26	-0.96	-2.40	0.40	-1.48	0.48	-1.99	0.48	1.43	0.10	1.43	0.10	5.65	0.49	*

NR	IDENT	SPEKTRAL TYP (photom.)	(B-V) ₀	(U-B) ₀	MV	σ MV SPEK	MV	σ MV HBETA	(MV)	σ (MV)	RV	σ RV	EM	σ EM	K
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
356	HD	F3 V	-0.38	-0.02	3.15	0.40	2.87	0.28	2.99	0.22	0.10	0.03	5.14	0.22	M
359	HD	F8.5 III	-0.08	-0.28	-0.90	0.60	-0.94	0.73	-0.92	0.25	0.76	0.07	10.27	0.26	
360	HD	A1 V	0.01	0.03	1.20	0.20	1.41	0.15	1.32	0.14	0.53	0.03	7.04	0.14	B
362	HD	B8.5 V	-0.06	-0.17	0.00	0.30	-0.39	0.58	0.00	0.30	0.72	0.07	9.39	0.31	M
363	HD	B8 IV	-0.12	-0.40	-0.70	0.30	-0.39	0.58	-0.60	0.25	0.69	0.07	9.71	0.26	
365	HD	B7 III	-0.12	-0.43	-2.00	0.60	-2.50	1.32	-2.16	0.48	0.92	0.07	11.48	0.49	
367	HD	A3 III/IV	0.07	0.08	0.65	0.30	0.65	0.39	0.76	0.19	0.63	0.07	8.17	0.20	
368	HD	B7.5 V	-0.12	-0.38	-0.40	0.20	-0.28	0.49	-0.36	0.15	0.88	0.07	9.06	0.17	
372	HD	B8 IV	-0.11	-0.33	-0.70	0.50	-0.72	0.54	-0.70	0.50	0.98	0.10	9.39	0.51	M
373	HD	B9 V	-0.07	-0.17	0.30	0.20	0.72	0.54	0.41	0.27	0.53	0.07	8.99	0.28	
377	HD	F8 IV/V	0.52	0.04	3.50	0.50	3.36	0.13	3.39	0.13	0.03	0.03	5.70	0.13	
379	HD	B4 III	-0.08	-0.23	0.80	0.25	0.81	0.30	0.80	0.10	0.76	0.07	7.44	0.12	
380	HD	F0 III/IV	0.30	0.08	1.70	0.30	2.00	0.19	1.68	0.19	0.20	0.03	5.21	0.19	
381	DM	-60.4525	-0.08	-0.25	-1.13	0.63	-0.96	0.33	-0.96	0.33	0.62	0.07	9.92	0.34	
382	HD	B8.5 IV	-0.09	-0.25	-0.45	0.50	-0.28	0.32	-0.35	0.20	0.82	0.07	8.15	0.21	
383	HD	A1 V	0.01	0.03	1.10	0.15	1.33	0.23	1.19	0.15	0.43	0.03	8.27	0.15	
385	HD	B4 III	-0.18	-0.66	-2.60	0.50	-2.60	0.50	-2.60	0.50	0.88	0.07	11.96	0.50	M
386	DM	-60.4528	-0.27	-1.00	-4.40	0.50	-5.34	0.62	-4.62	0.53	1.52	0.10	12.08	0.54	
387	HD	B14570	0.26	0.09	2.10	0.30	1.98	0.38	2.05	0.16	0.61	0.07	6.54	0.16	
388	HD	A1 III	0.01	0.07	0.20	0.50	-0.22	0.43	-0.03	0.31	0.76	0.10	8.52	0.33	RF
389	HD	B8.5 V0	-0.03	-0.05	1.20	0.30	1.50	0.26	1.36	0.21	0.46	0.03	8.60	0.21	
390	HD	B7 IV	-0.08	-0.24	-0.30	0.25	0.03	0.26	-0.14	0.21	0.82	0.03	7.76	0.21	
391	HD	B8 III	-0.07	-0.21	-0.60	0.60	-0.57	0.44	-0.58	0.19	0.92	0.03	9.07	0.19	
392	HD	B14719	-0.02	-0.03	0.40	0.30	0.70	0.18	0.59	0.19	0.93	0.13	8.27	0.23	
393	HD	B8 IV	-0.10	-0.31	-0.60	0.25	-0.86	0.65	-0.67	0.23	0.62	0.07	9.64	0.24	
394	HD	O9 I/IV	-0.32	-1.12	-5.20	0.30	-5.20	0.30	-5.20	0.30	1.55	0.10	11.65	0.32	M
395	HD	B14738	0.01	0.05	0.30	0.40	0.28	0.16	0.29	0.09	0.50	0.03	7.03	0.10	RF
396	HD	B8 IV	0.25	0.09	1.90	0.30	1.46	0.31	1.68	0.26	0.51	0.03	6.29	0.26	
397	HD	B14757	-0.16	-0.56	-1.70	0.30	-2.41	0.65	-1.89	0.44	1.11	0.13	10.03	0.46	
398	HD	B8.5 IV	-0.09	-0.27	-0.45	0.20	-0.14	0.43	-0.35	0.21	0.56	0.07	8.79	0.22	
399	HD	B14792	0.47	0.34	-5.20	0.60	-5.20	0.60	-5.20	0.60	1.48	0.13	10.55	0.81	M
402	HD	F7 V0	-0.13	-0.42	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40	0.65	0.10	8.98	0.41	M
403	HD	B14818	-0.19	-0.74	-4.30	0.50	-5.81	2.35	-4.57	0.93	1.60	0.10	12.79	0.94	
404	HD	B14858	-0.09	-0.31	-0.55	0.30	-0.21	0.46	-0.40	0.26	0.52	0.03	9.11	0.26	
406	DM	-60.4545	-0.18	-0.63	-1.40	0.35	-1.63	0.78	-1.47	0.26	1.11	0.07	9.99	0.27	
407	HD	B9 V0	-0.07	-0.19	0.80	0.30	1.06	0.36	0.92	0.21	0.72	0.03	7.92	0.21	
410	HD	B14928	-0.09	-0.26	0.80	0.20	1.95	0.50	1.13	0.54	0.43	0.03	8.54	0.54	
411	HD	B14938	-0.15	-0.52	-0.20	0.35	-0.20	0.35	-0.20	0.35	0.68	0.07	9.43	0.36	M
412	DM	-60.4551	-0.24	-0.91	-3.90	0.50	-4.44	1.33	-4.05	0.47	2.41	0.13	11.47	0.49	
413	HD	B14952	0.07	0.08	1.50	0.15	1.57	0.20	1.53	0.08	1.07	0.07	7.36	0.11	B,M

Erläuterung zu Tab. A.5:

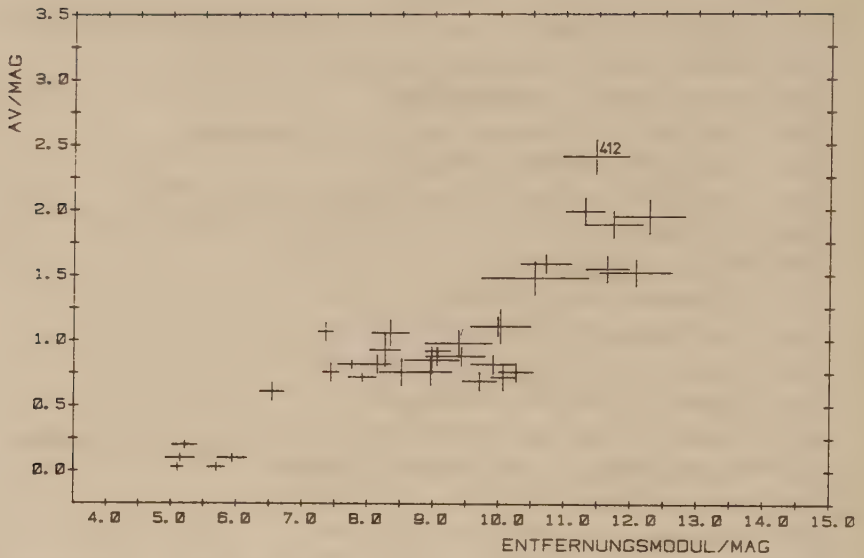
Spalte	Bezeichnung	Bedeutung
1	NR	Interne Nummer. Siehe Tab. A.2
2	IDENT	Bezeichnung. Wie Tab. A.2
3	SPEKTRALTYP	MK-Typ aus den Eigenfarben $(B-V)_0$ und $(U-B)_0$. Stimmt weitgehend mit dem Literaturwert Tab. A.2 überein.
4	$(B-V)_0 / (U-B)_0$	Abgeleitete Eigenfarben (siehe Abschn. 5.1.1)
5	MV / σ MV(SPEK)	Absolute Helligkeit und Fehler aus MK-Typ (Spalte 3)
	MV / σ MV(HBETA)	Absolute Helligkeit und Fehler aus H β -Daten (Tab. A.2, Spalte 7)
6	$\langle MV \rangle / \sigma \langle MV \rangle$	Gewichteter Mittelwert und Fehler der Daten aus Spalte 5
7	AV / σ AV	Visuelle Extinktion und Fehler
8	EM / σ EM	Entfernungsmodul und Fehler
9	K	Kommentar: AF: MV(H β) wurde durch Extrapolation der Beziehungen für A und F-Sterne bestimmt B: Wie 'AF', nur für B-Sterne M: Bemerkung zur Berechnung von MV(H β) (siehe unten) *: Kommentar (siehe unten)

Kommentare:

Stern-Nr	Bemerkung
23	σ H β sehr groß! Emission?
38	H β zu groß für Spektraltyp
56	Emission
66	σ MV(H β) ist sehr groß
72	$\delta(c_1)_0 = 0.45$ (außerhalb des Gültigkeitsbereichs)
106	Emission? Auf Objektivprismenplatte H β nicht sichtbar

- 117 Alter-Null-Hauptreihenstern (=ZAMS-Stern) ?
- 129 H β zu groß für Literatur-Leuchtkraftklasse
- 142 FH Mus, Amplitude(V)=0.^m025
- 148 Für H β nur die Werte vom 21.2.83 genommen
- 154 $\delta(c_1)_0 = 0.24$, $\sigma_{H\beta}$ sehr groß
- 158 NGC 4609, variabel, Amplitude(V)=0.^m13
- 159 NGC 4609
- 163 Emission, variabel
- 167 Emission?, H $\beta_{Lit} = 2.611$
- 189 unsicheres E(B-V), Am-Stern?
- 192 Emission? Balmerlinien schwach
- 193 (U-B)₀ aus E(B-V), Am-Stern?
- 201 MV(H β) folgte aus Mittelwert von Messung und Literatur
- 207 große Abweichung zum MK-Typ, HD=B8
- 208 H β sehr klein
- 209 Emission
- 223 Im Bereich A1 bis A3, $\delta(c_1)_0 = 0.46$ bei AF-Extrapolation
- 246 HD=A2
- 260 H β und H β selbst für ZAMS-Stern sehr groß
- 262 H $\beta_{Lit} = 2.602$, Emission?, He4121 zu stark für Spektraltyp (Houk und Cowley, 1975)
- 297 RZ Cen, Amplitude(V) $\approx 0.^m5$
- 308 H β zu groß für Spektraltyp, B7 V?
- 322 MV(H β) folgte aus Mittelwert von Messung und Literatur
- 362 Emission? H β für MK-Typ zu klein
- 372 Stark abweichender Spektraltyp, HD=B9, H β zu klein
- 385 H β zu klein
- 394 Emissionslinien
- 399 $\delta(c_1)_0 = 0.48$ (außerhalb des Gültigkeitsbereichs)
- 402 H β zu groß für Spektraltyp
- 411 H β zu groß für Spektraltyp
- 413 B-Extrapolation nur wegen des großen H β -Wertes

FELD I



FELD II

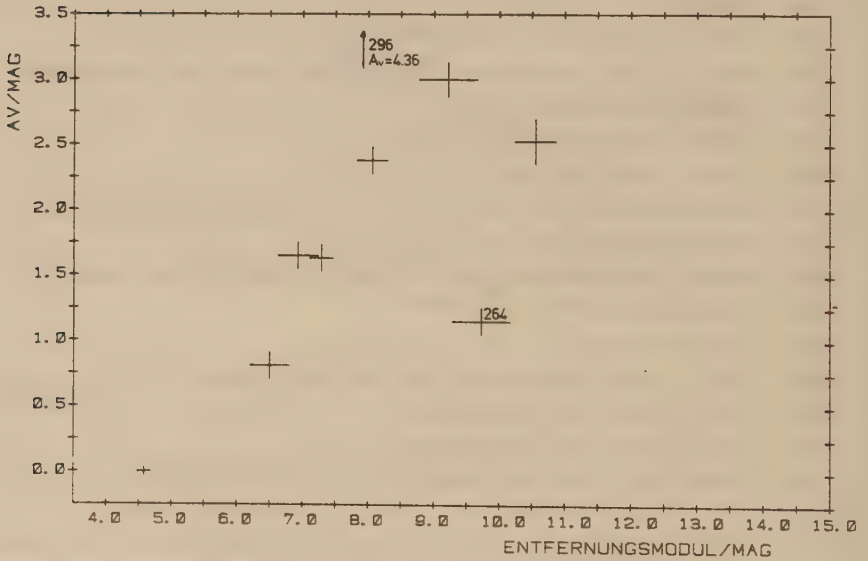
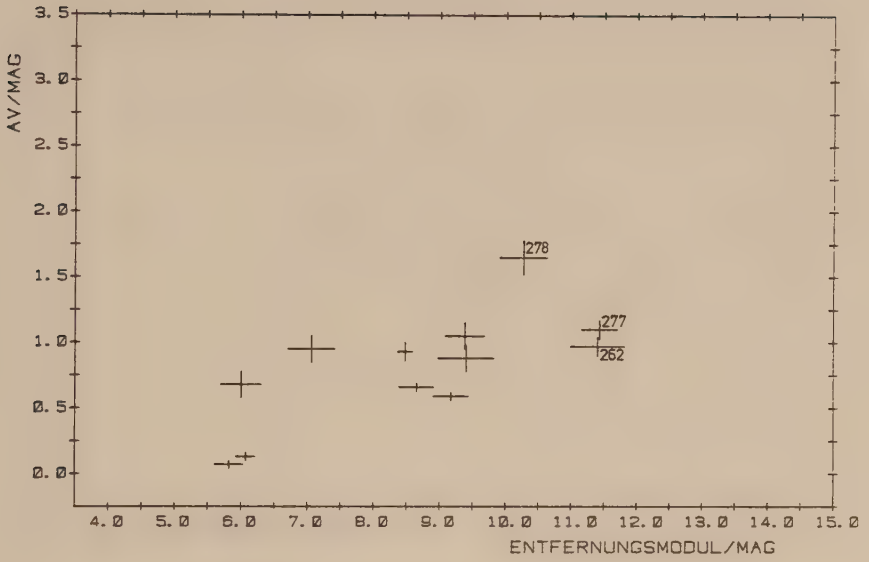
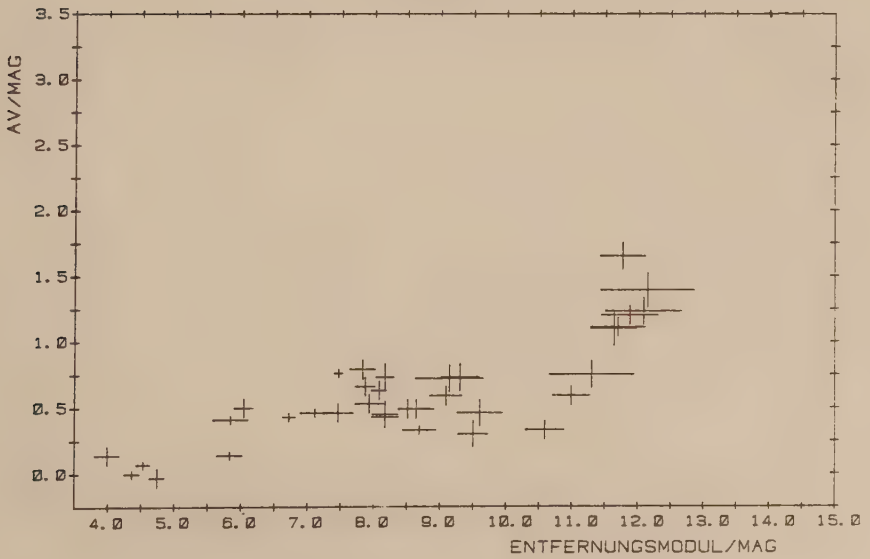


Abb. A.2: $A_V(EM)$ -Diagramme der homogenen Felder (Abb. 5.4). Den Verlauf für Feld VI zeigt Abb. 5.3. Die Größe der Kreuze entspricht den Fehlern der jeweiligen Achsen. Weitere Hinweise siehe Abschn. 5.1.2.

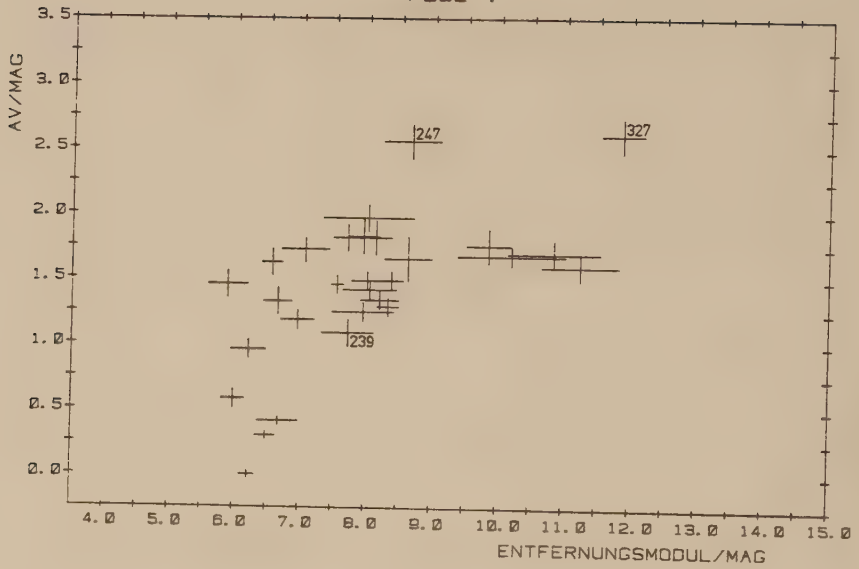
FELD III



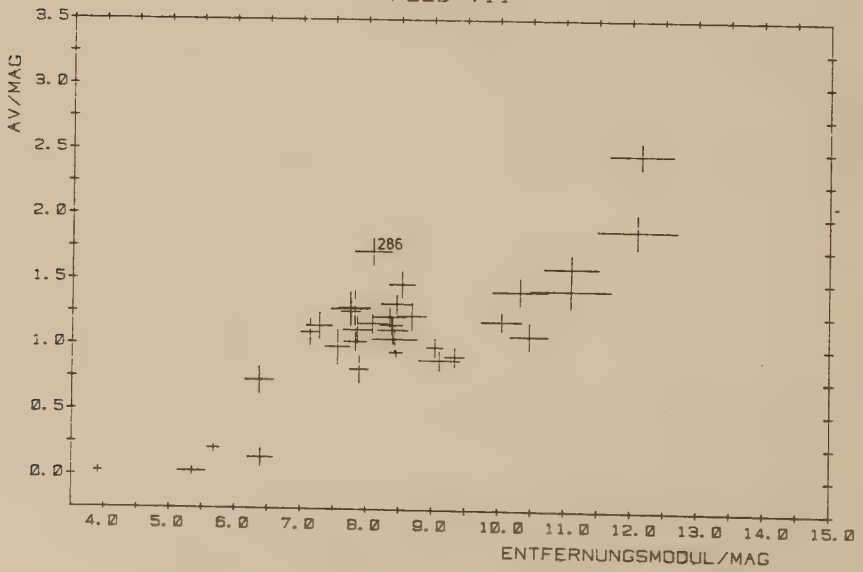
FELD IV



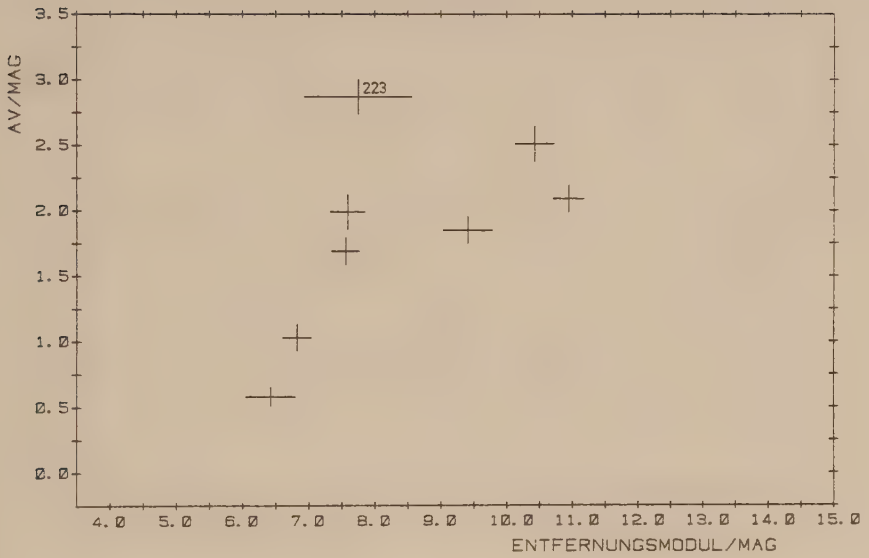
FELD V



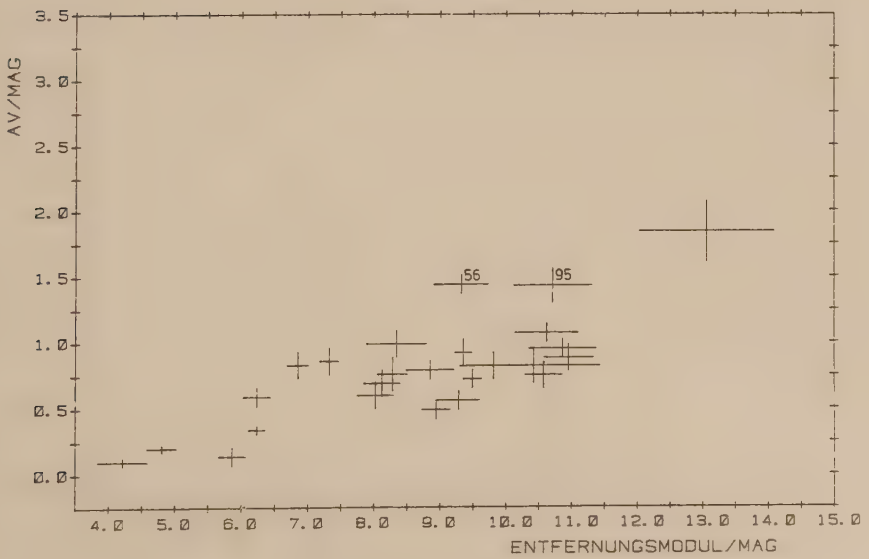
FELD VII

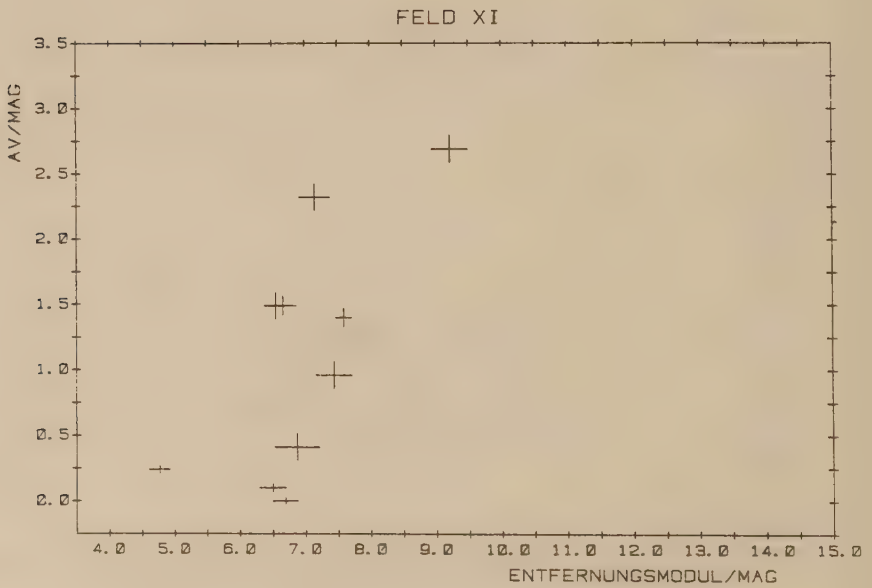
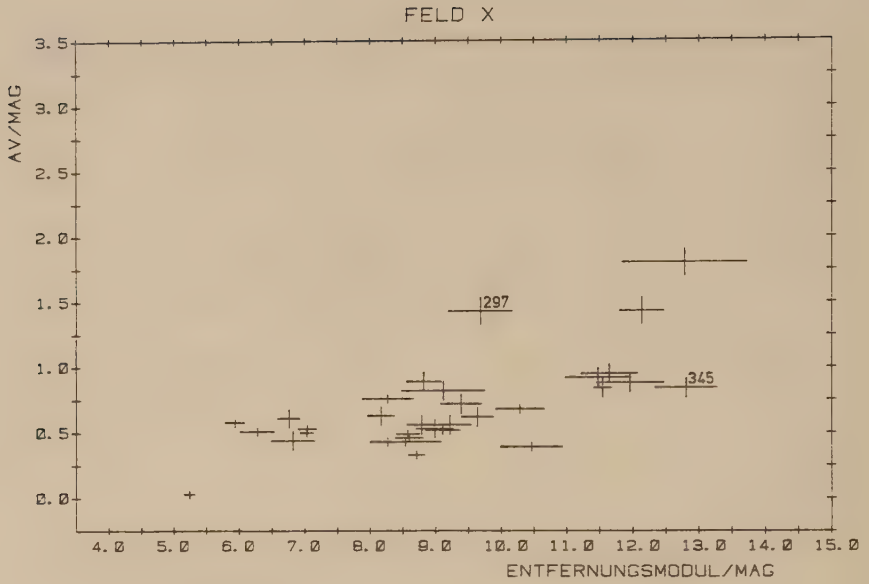


FELD VIII

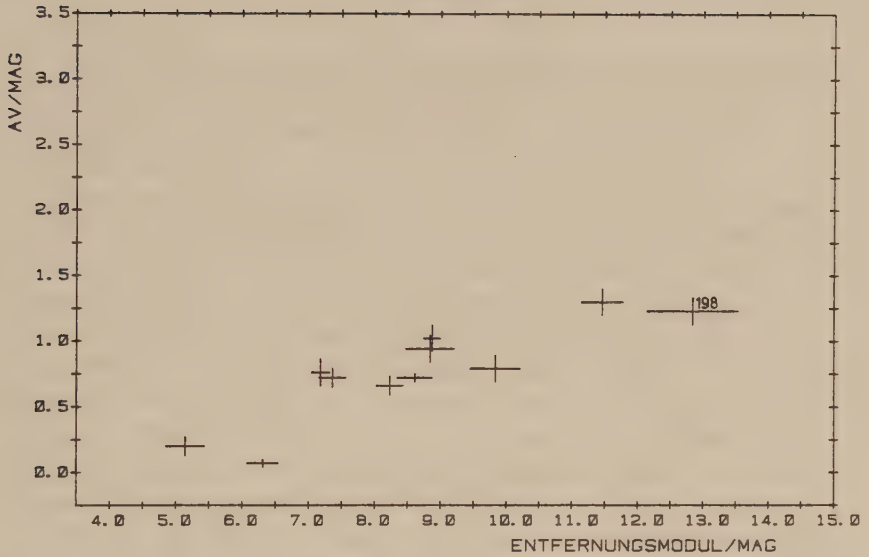


FELD IX

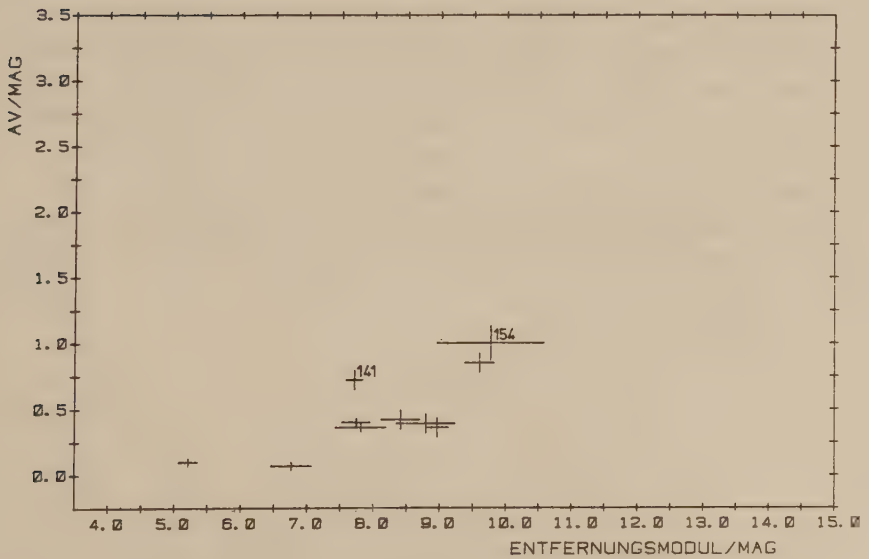




FELD XII



FELD XIII



DANKSAGUNG

Für die Anregung und Förderung dieser Arbeit sowie die zur Verfügung gestellte Beobachtungszeit an der Bochumer Außenstation auf La Silla/Chile danke ich Herrn Prof. Dr. Th. Schmidt-Kaler.

Ohne die Hilfe verschiedener Personen und Institutionen hätte ein Großteil der Daten nicht beschafft werden können. Daher gilt mein Dank Prof. J. Hardorp (Stony Brook) für Scanner-Spektren einiger Vergleichssterne, Dr. R. Hanuschik für seinen Beitrag zu den UVB-Messungen und den Dres. D. Groote (Hamburg), J.P. Kaufmann (Berlin) und B. Reipurth (Kopenhagen) für die Infrarot-Daten. Weiterhin danke ich der European Space Agency (ESA) für die Beobachtungsmöglichkeit mit dem International Ultraviolet Explorer (IUE), der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung des Aufenthaltes auf der IUE-Bodenstation Villafranca/Spanien sowie dem European Southern Observatory (ESO), insbesondere Herrn Dr. H.-E. Schuster (La Silla), für die Anfertigung der Objektivprismenplatten.

Ebenso gebührt mein Dank Dr. R. Kiehling (jetzt München) für die Überlassung seines umfangreichen Programmpakets zur Reduktion der Scanner-Daten und allen Mitgliedern des Astronomischen Instituts Bochum, die durch Diskussionen und Hinweise zu dieser Arbeit beitrugen.

Für die Unterstützung bei der Anfertigung der Zeichnungen möchte ich Herrn H. Brauer und meinem Bruder Sven sowie für die photographischen Arbeiten Herrn W. Hünecke danken.

LEBENS LAUF

- 1951 geboren am 10. Februar in Essen als Sohn der Eheleute Dr.-Ing. Wilhelm Seidensticker und Agnes Seidensticker, geb. Nyrønning
- 1957 Einschulung in die kath. Volksschule Essen-Heisingen
- 1961 Aufnahme in das Neusprachliche Gymnasium Essen-Werden
- 1969 Abitur
- 1969 Immatrikulation an der Ruhr-Universität Bochum, Abteilung für Physik und Astronomie
- 1972 Diplom-Vorprüfung in Physik
- 1979 Fertigstellung der Diplomarbeit 'Flächenphotometrie im Gebiet der Dunkelwolke Kohlsack in den Spektralbereichen U,B,V,R' am Astronomischen Institut der Ruhr-Universität und Diplom-Hauptprüfung in Physik
- 1980 Beobachtungsaufenthalte an der Außenstation des Astronomischen Instituts auf La Silla/Chile und der IUE-Bodenstation Villafranca/Spanien
- 1979-1983 Mitarbeit an der Flächenphotometrie der südlichen Milchstraße am Astronomischen Institut der Ruhr-Universität

